

Die Dynamik von kathodischen Brennflecken im externen Magnetfeld

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)
im Fach Physik

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
der Humboldt-Universität zu Berlin

von
Herrn Dipl.-Phys. INGMAR KLEBERG
geboren am 12.10.1971 in Berlin

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin:
Prof. Dr. JÜRGEN MLYNEK

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I:
Prof. Dr. BERNHARD RONACHER

Gutachter:

1. Prof. Dr. WERNER EBELING (Humboldt-Universität zu Berlin)
2. Prof. Dr. GERD FUSSMANN (Humboldt-Universität zu Berlin)
3. Prof. Dr.-Ing. MANFRED LINDMAYER (Technische Universität Braunschweig)

Tag der mündlichen Prüfung: 2. November 2001

Abstract

This thesis treats the phenomenon of retrograde motion of vacuum arcs, the motion of the arc root in the opposite direction of the Lorentz-force.

The retrograde motion is attributed to the motion of the cathode spots. The sub-structures of cathodes spots and their motion in a magnetic field were examined. Known macroscopic phenomena (plasma edge along the magnet field lines) were related to observed microscopic phenomena (jets). These jets have been observed for the first time and their properties have been determined.

From investigations of typical step widths and time constants of the cathode spots' motion in an external magnetic field it was derived, that random walk and retrograde motion of cathode spots and its fragments in the magnetic field-free case occur on smaller spatial ($200 \dots 300 \mu\text{m}$) and temporal ($1 \dots 4 \mu\text{s}$) scales than the retrograde motion of the spot. This leads to the conclusion that the mechanisms of both types of motion are different.

The observed jets, which are emitted from the spot core, supply an explanation for the retrograde motion. Within the jets electrical fields $\vec{E}_{jet} = \vec{v}_{jet} \times \vec{B}$ are generated, which contribute to the ignition of new cathode spots.

The jets are the reason for asymmetry on the retrograde side (jets) and the forward direction (no jets). Additionally it could be shown that with hot cathodes no reversal of the retrograde motion occurs. This cleared the assertion of older publications that a reversal of the retrograde motion is linked to the cathode temperature.

Keywords:

vacuum arc, cathode spot, transversal magnetic field, plasma jet

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die retrograde Bewegung des Vakuumbogens, einer Bewegung des Bogenfußes entgegen der Lorentz-Kraft. Die retrograde Bewegung wird auf die Bewegung der Brennflecke des Kathodenansatzes zurückgeführt.

Es wurden die Unterstrukturen der Brennflecke und ihre Bewegung im Magnetfeld untersucht. Dabei wurden bekannte makroskopische Erscheinungen (Plasmakante entlang der Magnetfeldlinien) erstmalig beobachteten mikroskopischen Erscheinungen (Jets) zugeordnet.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Eigenschaften der Jets bestimmt. Desweiteren wurde aus Untersuchungen zur Schrittweite und zeitlichen Abfolge der Brennfleckbewegung unter dem Einfluß des externen Magnetfeldes abgeleitet, daß die zufällige Bewegung des Brennflecks und seiner Bestandteile im magnetfeldfreien Fall auf kleineren Orts- und Zeitskalen als die retrograde Bewegung des Brennflecks ($200 \dots 300 \mu\text{m}$ und $1 \dots 4 \mu\text{s}$) erfolgt und damit auch verschiedene Mechanismen ihre Ursache sind.

Die beobachteten Jets, die aus dem Brennfleckkern emittiert werden, liefern eine Erklärung für die retrograde Bewegung. In den Jets werden elektrische Felder $\vec{E}_{jet} = \vec{v}_{jet} \times \vec{B}$ generiert, welche zur Neuzündung von Brennflecken beitragen. Sie sind der Hauptgrund für die Asymmetrie auf der retrograden Seite (Jets) und der Vorwärtsrichtung (keine Jets).

Außerdem konnte gezeigt werden, daß bei heißen Kathoden keine Bewegungsumkehr der retrograden Bewegung erfolgt. Dadurch konnte Klarheit in Bezug auf ältere Veröffentlichungen geschaffen werden, die der retrograden Bewegung eine solche Erscheinung zugeordnet haben.

Schlagwörter:

Vakuumbogen, kathodischer Brennfleck, transversales Magnetfeld, Plasmajet

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Fußmann und Herrn Prof. Jüttner für die Ermöglichung dieser Arbeit und die interessanten Hinweise in Vorträgen und Diskussionen bedanken. Viel verdankt diese Arbeit auch dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP), sei es durch den Gedankenaustausch bei den Seminaren, als auch bei der Nutzung der Infrastruktur des IPP und des wichtigsten Meßgerätes in dieser Arbeit, der Imacon-Kamera. Hier gilt mein Dank Prof. Fußmann, aber ebenso Herrn Dr. Schneider, der Elektronikwerkstatt und der mechanischen Werkstatt des IPP.

Herrn Prof. Jüttner und Herrn Dr. H. Pursch¹ möchte ich außerdem für den die Einbeziehung in die anderen Projekte der Arbeitsgruppe, interessante Diskussionen und Hinweise danken.

Meinem Zimmerkollegen Herrn Ing. W. Löffler danke ich für die Unterstützung bei der Versuchsdurchführung, die zuweilen nur mit vier Händen und zwei Köpfen möglich war, sowie für die gründliche Durchsicht dieser Arbeit.

Bei meinen früheren Kollegen aus der Arbeitsgruppe, Frau Ferch, Herrn Jakobs und Herrn Hammig, möchte ich mich für ihre Unterstützung und auch für das angenehme Arbeitsklima bedanken. Bei der letzten Glasbläserin des Institutes für Physik, Frau Kottke, möchte ich für ihre unkomplizierte Hilfe, ohne die Wochen ohne Messungen vergangen wären, bedanken.

Des weiteren danke ich Herrn Dr. M. Laux², Herrn Dr. A. Förster³ und Herrn Dipl.-Phys. R.-P. Methling⁴ für die anregenden Diskussionen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) gebührt Dank für die zweijährige Unterstützung dieser Arbeit im Rahmen des Projektes Ju 227/7-1 und

¹jetzt INP Greifswald

²IPP Berlin

³Humboldt-Universität Berlin, jetzt Siemens Berlin

⁴Institut für Physik, Universität Rostock

für die Bereitschaft, die Vorstellung der Ergebnisse auf der letzten ISDEIV-Tagung zu finanzieren. Bedanken möchte ich mich auch bei meinem jetzigen Arbeitgeber, der ABB Schweiz, für die Finanzierung des Tagungsbesuches. Ein Teil der experimentellen Ausstattung wurde aus dem INTAS-Projekt INTAS-RFBR 97-0663 finanziert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Literaturübersicht	4
2.1	Der Aufbau des Vakuumbogens	4
2.2	Brennfleckeigenschaften	5
2.2.1	Allgemeine Brennfleck-Eigenschaften	5
2.2.2	Typ-I- und Typ-II-Brennflecke	8
2.3	Makroskopische Effekte	9
2.3.1	Bewegungsumkehr	11
2.3.2	Einfluß des axialen Magnetfeldes	14
2.3.3	Robson-Drift	15
2.4	Mikroskopische Effekte	17
2.4.1	Die Hierarchie der Mikrostruktur des Bogens	17
2.4.2	Magnetfeldfreier Fall der Brennfleck-Bewegung	18
2.4.3	Reines Transversalfeld	18
2.4.4	Konfigurationseffekt	20
2.5	Modelle	24
2.5.1	Einflußbereiche und Effekte	24
2.5.2	Modell von Drouet	29
2.5.3	Modell von Barengolts	30
2.6	Der Ectonmechanismus	31
3	Experimenteller Aufbau	37
3.1	Elektrodensysteme	38
3.1.1	Aufbau A: Drahtkathode	38
3.1.2	Aufbau B: Heizbare Kathode	41
3.1.3	Aufbau C: Plan-Kathode	43
3.2	Optische Diagnostik	44

3.2.1	Prinzipien und Geräte	46
3.2.2	Nachweisgrenzen und Abbildungsfehler	67
4	Beobachtungen	76
4.1	Aufbau A: Drahtkathode	76
4.2	Aufbau B: Heizbare Kathode	82
4.3	Aufbau C: Plankathode	85
4.3.1	Die Plasmastruktur am Brennfleckrand	87
4.3.2	Der Einfluß der Belichtungszeit	90
4.3.3	Abhängigkeit von der Höhe über der Kathode	93
4.3.4	Zeitverhalten der Jets	93
4.3.5	Die zweite Plasmakante	99
4.3.6	Jetgeschwindigkeit	101
4.3.7	Weitere Beobachtungen	101
5	Auswertung	107
5.1	Bestimmung der Schrittlängen	107
5.1.1	Auswertung der Open-Shutter-Aufnahmen	107
5.1.2	Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen	111
5.1.3	Abschließende Bemerkungen	111
5.2	Winkelverteilung bei der Robson-Drift	113
5.2.1	Ermittlung der Häufigkeiten	113
5.2.2	Verfahrensweise zur Winkelbestimmung	114
5.3	Bestimmung des Driftwinkels	115
5.3.1	Auswertung nach Elementarwinkeln	126
6	Diskussion	128
6.1	Fragmentelongation	128
6.2	Experiment mit heizbarer Kathode	130
6.2.1	Temperaturabhängigkeit der Robson-Drift	130
6.2.2	Schrittweiten und Bewegungsrichtung	133
6.2.3	Die Asymmetrie der Winkelverteilung	136
6.3	Das Phänomen der Jets	136
6.3.1	Andere Jets beim Vakuumbogen	138
6.3.2	Jets als Ursache der retrograden Bewegung	139
6.3.3	Eigenschaften der Jets	140
6.3.4	Bewegungsmechanismus	143
6.3.5	Ausrichtung und Verhalten bei Stromnull	143

7 Zusammenfassung	145
Literaturverzeichnis	147
Anhang	169
Index	173

Abbildungsverzeichnis

2.1	Bewegung ohne externes und mit externem Magnetfeld	7
2.2	Unterteilung des Vakuumbogens	10
2.3	Winkelverhältnisse bei der Robson-Drift	16
2.4	Magnetfeldabhängigkeit der Bogengeschwindigkeit	19
2.5	Bewegungsumkehr vor Stromnull	21
2.6	symmetrische Krater auf Kupferkathode	23
2.7	eingefrorener Tropfen am Kraterrand	25
3.1	Beobachtungsanordnung bei der Drahtkathode	38
3.2	Prinzipschaltbild Aufbau A	39
3.3	Magnetfeldrichtung bei der Drahtkathode	40
3.4	Aufbau des Entladungsgefäßes mit beheizbarer Kathode	41
3.5	Schaltung geheizte Kathode	42
3.6	Beobachtungsanordnung bei der Plan-Kathode	44
3.7	Magnetfeldrichtung bei der Plan-Kathode	45
3.8	Komponenten eines Bildverstärkers	47
3.9	Empfindlichkeit verschiedener Photokathoden	49
3.10	Transmission verschiedener Glasarten	50
3.11	einzelner Kanal eines MCP	51
3.12	Empfindlichkeitskurven verschiedener Phosphorarten	53
3.13	Belichtungsregime mit der Imacon-Kamera	56
3.14	Prinzip der Streakkamera	59
3.15	Entstehung der Aufnahme bei halboffenem Spalt	60
3.16	Strahlaufteilung bei der Imacon	64
3.17	Transmission der verwendeten Fenster	66
4.1	Brennfleck aus drei Fragmenten	77
4.2	Fragmentteilung und -elongation	78
4.3	Verteilung der Elongationsrichtung	80

4.4	Streakaufnahme eines Fragmentes	81
4.5	Brennfleckbahn bei langer Belichtung	81
4.6	Robson-Drift auf heißer Molybdänkathode	82
4.7	Robson-Drift auf heißer Tantalkathode	83
4.8	Asymmetrische Plasmaausbreitung im Magnetfeld	83
4.9	Asymmetrische Plasmaausbreitung. Intensitätsprofil	84
4.10	SEM-Aufnahme der Tantalkathode, Kraterspur	85
4.11	Zeitregime bei der Vierfachbelichtung	86
4.12	Häufigkeitsverteilung der Zeiten eines retrograden Schrittes	87
4.13	Brennfleck aus zwei Fragmenten bestehend	88
4.14	Makroskopische Abbildung des Brennflecks	89
4.15	Bildsequenz mit retrogradem Schritt	91
4.16	Einfluß der Belichtungszeit	92
4.17	makroskopische Plasmakante und Jets	94
4.18	Teilung der Plasmakante	95
4.19	Bewegung in Jetrichtung	96
4.20	Neuzündung im Jetbereich	97
4.21	Brennfleckbewegung schematisch	98
4.22	Brennfleckspur (lange Belichtung)	99
4.23	Kraterspur auf Tantalkathode	99
4.24	Zweite Plasmakante, steigende Belichtungszeit	100
4.25	Streakaufnahme eine Brennflecks mit Jetaktivität	101
4.26	Streakprofil aus der vorigen Abbildung	102
4.27	Geschwindigkeitverteilung der Jets	103
4.28	Einzelspur vor dem Verlöschen (Open-Shutter)	104
4.29	Brennfleck-Ausrichtung senkrecht zur Bewegungsrichtung	105
5.1	Elementarwinkel und -schritte bei der Robson-Drift	108
5.2	Schrittlänge bei kalter Tantalkathode	109
5.3	Schrittlänge bei heißer Tantalkathode	109
5.4	Schrittlänge bei heißer und kalter Tantalkathode	110
5.5	Schrittlängenverteilung bei Kupfer	112
5.6	Beispiel Brennfleckspur mit Winkeländerung	116
5.7	Driftwinkel aus Teilstücken, Gruppe 1	117
5.8	Driftwinkel aus Teilstücken, Gruppe 2	118
5.9	Driftwinkel aus Teilstücken, Gruppe 3	119
5.10	Driftwinkel aus Teilstücken, alle Gruppen	120
5.11	Elementarwinkel, Gruppe 1	122

5.12	Elementarwinkel, Gruppe 2	123
5.13	Elementarwinkel, Gruppe 3	124
5.14	Elementarwinkel, alle Gruppen	125
6.1	Thermoemission bei Tantal	132
6.2	Räumliche und zeitliche Domänen der Fortbewegung	135
6.3	Vergleich mit anderen Driftwinkeln	137
6.4	Feldverhältnisse bei reinem Transversalfeld $\vec{B} = \vec{B}_\perp$	141
6.5	Feldverhältnisse bei der Robson-Drift	142

Die Abbildungen 3.9, 3.10, 3.12 und 3.16 erfolgen mit der freundlichen Genehmigung von PCO Instrumente und Hadland Photonics.

Tabellenverzeichnis

2.1	Brennfleck-Parameter des Typs I und II	9
2.2	Kritischer Druck p_c der Bewegungsumkehr	12
2.3	Stand der Brennfleckhierarchie	17
2.4	Sättigungsgeschwindigkeit bei Erhöhung des Magnetfeldes . . .	20
2.5	Parameter für Formel 2.8	22
3.1	Apertur des QM100 bei verschiedenem Objektabstand	54
3.2	Getestete Filter	65
3.3	Überschätzung der Brennfleckgröße durch Plasmaexpansion . . .	68
3.4	Technische Daten der Kameras	75
5.1	Übersicht der Elementarschrittweiten	108
5.2	Mittelwerte bei der Auswertung nach Strecken	121
5.3	Mittelwerte bei der Auswertung nach Elementarschritten . . .	121
6.1	Brennfleckhierarchie mit Zellen	128
6.2	Objektwechselwirkung in der Brennfleckhierarchie	130
A.1	Kathodenmaterialien	170
A.2	Übersicht der Versuchsbedingungen	171
A.3	Übersicht Auflösungsvermögen	171
A.4	Liste der verwendeten Abkürzungen	172

Kapitel 1

Einleitung

Die Bewegung eines Vakuumbogens ist in erster Linie durch die Bewegung seines Fußpunktes auf der Kathode bestimmt. Die Aufrechterhaltung des Plasmas erfolgt durch fortwährende Verdampfung von Mikrobereichen (z.B. Mikrospitzen) auf der Kathode. Dabei entsteht eine schwach nichtideale, dichte Plasmawolke mit einem Durchmesser von $50 \dots 100 \mu\text{m}$. Dieses Plasma bezeichnet man als Kathoden-Brennfleck. Dem Strom entsprechend, wird ein Bogen aus einem bis einigen tausend Brennflecken gespeist.

Befindet sich ein Brennfleck in einem zur Stromrichtung \vec{j} transversalen Magnetfeld \vec{B}_\perp , so bewegt er sich entgegen der Lorentz-Kraft, in Richtung von $-\vec{j} \times \vec{B}_\perp$. Dieser Effekt wird retrograde Bewegung genannt. Der Effekt der retrograden Bewegung wurde 1903 von Stark [218] für den Fuß der Bogensäule entdeckt und ist insofern ungewöhnlich, als man erwarten würde, daß sich die Brennflecke so wie jeder stromdurchflossene Leiter, und damit auch die Bogensäule, in der Richtung $\vec{j} \times \vec{B}_\perp$ bewegen. Die retrograde Bewegung ist eine typische Erscheinung beim Vakuumbogen. Bei Gasbögen tritt sie nicht auf.

Die retrograde Bewegung wird bei den im Tokamak als Störung auftretenden Bogenentladungen zwischen Wand und Plasma beobachtet, da dort eine zur Stromrichtung transversale Magnetfeldkomponente existiert. In Apparaten zu Plasmabeschichtung wird der Effekt zur Steuerung des Bogenfußpunktes benutzt, ebenso in Bogenquellen zur Erzeugung von Clustern. Auch wurden Brennflecke in der letzten Phase der Pseudofunken-Entladung, der Bogenphase, beobachtet. In Hochstrombögen treten Gruppierungen von Brennflecken auf, deren Dynamik man mit der retrograden Bewegung zu erklären versucht.

Die retrograde Bewegung war in den fünfziger Jahren experimentell und theoretisch stark untersucht worden. Zu dieser Zeit waren mikroskopische Brennflecken als Quelle des Bogenplasmas noch unbekannt. In der letzten Dekade wurden experimentell große Fortschritte auf dem Gebiet der mikroskopischen Brennflecken und deren Aufbau und Bewegung ohne den Einfluß eines externen Magnetfeldes erzielt. Ebenso sind theoretische Methoden vorangeschritten, und es gibt verschiedene Ansätze, die mit ein- oder zweidimensionalen Modellen die Mechanismen der Brennflecken zu erklären versuchen. Einige dieser Modelle zeigen auch qualitative Ansätze auf, die eine Erklärung der retrograde Bewegung liefern sollen. Das Verhalten der Brennflecken und ihrer Substruktur im externen Magnetfeld, sowie der Mechanismus der retrograden Bewegung wurden bisher nicht untersucht, so daß die Modelle zur Brennfleckbewegung und zur retrograden Bewegung in erster Linie auf makroskopische Parameter wie die Fußpunktgeschwindigkeit zurückgreifen müssen. Aus diesem Grunde sind neue experimentelle Arbeiten nötig, zu denen diese Arbeit beitragen soll.

In den letzten Jahren wurde mit Hilfe der hochauflösenden Technik eine Unterteilung der Brennflecke beobachtet, welche auch in den vorliegenden Versuchen zu beobachten war. Für diese Substruktur hat sich die Bezeichnung Fragmente durchgesetzt.

Da man bei Hochstrombögen eine Interaktion der Brennflecke (gegenseitige Abstoßung) beobachtet, obwohl sie sich eigentlich gegenseitig anziehen sollten, liegt die Vermutung auf der Hand, daß eine ähnliche Wechselwirkung bei den Fragmenten ebenfalls auftritt und die Untersuchung dieser einen Aufschluß über die retrograde Bewegung gibt. Das Verhalten der Fragmente im externen Magnetfeld war bisher noch nicht Gegenstand einer Arbeit. Aus diesem Grunde wurde im ersten Teil der vorliegenden Arbeit die mikroskopische Struktur der Brennfleckbewegung im externen Magnetfeld sowohl örtlich auch zeitlich hochaufgelöst untersucht. Dabei wurde bis an die Grenze der heute möglichen Auflösung gegangen.

Der Einleitung folgend, wird im Kapitel 2 eine Übersicht zu bereits bekannten Phänomenen und Modellen gegeben. Die Unterscheidung in makroskopische und mikroskopische Effekte der retrograden Bewegung, die dabei vorgenommen wird, ist zugleich auch ein historische Trennung des Erkenntnisstandes zur retrograden Bewegung. Dem folgt eine Modellübersicht, die die einzelnen Modelle in die unterschiedlichen Bestandteile des Vakuumbogens gliedert.

Zur Untersuchung des Brennfleckverhaltens im Vakuum bei Bogenströmen

unterhalb 100 A wurden verschiedene Kathodengeometrien und Materialien (Kupfer, Tantal und Molybdän) verwendet. Diese werden im Kapitel 3 beschrieben. Die Untersuchungen fanden bei Magnetfeldern bis zu 400 mT statt. Die dafür verwendete optische Diagnostik wird im gleichen Kapitel erläutert. Die Brennfleckbewegung wurde auf verschiedenen Orts- und Zeitskalen untersucht, welche den Bereich von wenigen Mikrometern bis hin zu 100 μm pro Bildpunkt überdecken. Ebenso umspannt der untersuchte zeitliche Bereich Zeiten von einigen 10 ns bis hin zu einigen 100 μs .

Das Kapitel 4 gliedert sich analog den Elektrodenanordnungen in drei Abschnitte, die den Versuchsaufbauten entsprechen. Bei den Beobachtung werden zuerst die Ergebnisse der Fragmentdynamik, dem Einzelfragment im transversalen Magnetfeld, besprochen. Es gelang dabei nicht nur, die Fragmente abzubilden, sondern auch noch eine Substruktur bei diesen zu finden und dazu erste Untersuchungen durchzuführen.

Es folgen die Ergebnisse der Untersuchungen mit einer geheizten Kathode, an der auch die Robson-Drift untersucht wurde. Das Kathodenmaterial wurde nach den Entladungen auch im Elektronenmikroskop untersucht. Diese Experimente erfolgten wegen der Ungesicherheit der experimentellen Befunde zur retrograden Bewegung auf heißen Kathoden.

Danach wurde das Plasma in der Umgebung des eigentlichen Brennflecks untersucht. Wie sich herausstellen sollte, ist hier die eigentliche Ursache der retrograden Bewegung zu suchen, nämlich die in retrograder Richtung emittierten Plasmajets, die bislang nicht beobachtet wurden.

Bestimmte Auswertungen wurden für mehrere Versuchsaufbauten vorgenommen. Deswegen werden die Schrittweiten der retrograden Bewegung und Elementarwinkel in einem gesonderten Kapitel behandelt (Kapitel 5). Hierbei wurden neue Ergebnisse bezüglich der Elementarschrittweite gefunden, die Konsequenzen bei der Erklärung der retrograden Bewegung nachsichziehen.

Die Deutung dieser Ergebnisse und ihre Folgen für die Erklärung der retrograden Bewegung sind Gegenstand des Kapitels 6. Die ermittelten Schrittweiten der retrograden Bewegung werden mit dem Phänomen der Jets in Bezug gesetzt. Es werden die Unterschiede zur Brennfleckbewegung ohne externes Magnetfeld diskutiert und eine Erklärung des Mechanismus der retrograden Bewegung gegeben.

Kapitel 2

Literaturübersicht

Nach einer allgemeinen Einleitung zu Vakuumbogen und zu Brennflecken (Abschnitte 2.1 und 2.2) erfolgt die Darstellung des gegenwärtigen Wissensstandes zur retrograden Bewegung. In den folgenden Abschnitten werden zuerst die mit der retrograden Bewegung verbundenen Effekte beschrieben. Zur Zeit der Entdeckung der retrograden Bewegung beim Vakuumbogen und bis in die 50er Jahre hinein waren mikroskopische Brennflecke als Quelle des Bogenplasmas unbekannt. Experimentelle Befunde aus dieser Zeit beschreiben daher makroskopische Effekte. Sie werden im Abschnitt 2.3 beschrieben. Mit der Entdeckung der Brennflecke wurden weitere mit der retrograden Bewegung verbundene Phänomene entdeckt, die im Abschnitt 2.4 aufgeführt werden. Es folgt ein Abschnitt mit den bisher bekannten Modellen, wobei im Anschluß eine Übersicht gegeben wird, welche Modelle welche Teileffekte der retrograden Bewegung zu erklären versuchen (Abschnitt 2.5).

2.1 Der Aufbau des Vakuumbogens

Der Vakuumbogen läßt sich grob in zwei Teile gliedern, in das quasineutrale Säulenplasma und eine Raumladungszone über der Kathode, die vom Brennfleckplasma bestimmt wird (Abbildung 2.2). Speziell bei Hochstrombögen kann es zur Kontraktion der Plasmasäule kommen, die mit der Ausbildung einer positiven Raumladungsschicht vor der Anode verbunden ist. Da dies für die Experimente dieser Arbeit jedoch unerheblich ist, wird darauf nicht weiter eingegangen.

Über dem Säulenplasma fällt nur ein geringer Teil der Spannung zwischen Kathode und Anode ab. Das Säulenplasma ist mit einer Dichte von $10^{18} \dots 10^{20} \text{ m}^{-3}$ [31, 133, 188] wesentlich dünner als das Brennfleckplasma. Nahezu die gesamte Bogenspannung fällt über der Raumladungsschicht über der Kathode ab. Diese Spannung wird als Kathodenfall bezeichnet und ist abhängig vom Material und dem Oberflächenzustand. Sie bewegt sich in einem Bereich von $15 \dots 50 \text{ V}$. In der Kathode selbst fällt etwa ein Drittel der Gesamtspannung ab.

2.2 Brennfleckeigenschaften

2.2.1 Allgemeine Brennfleck-Eigenschaften

Brennflecke sind die Plasmaquelle bei Vakuum und Niederdruckbögen. Da im Vakuum kein Gas vorhanden ist, welches ionisiert werden kann, wird das Bogenplasma aus ionisiertem Metaldampf gebildet, der entsteht, wenn Mikrostrukturen auf der Kathode verdampft werden. Diese Vorgänge sind extrem kurzlebig ($1 \text{ ns} \dots 1 \text{ } \mu\text{s}$) und stark lokalisiert. Es werden dichte Plasmen mit einem kleinen Durchmesser ($\leq 100 \text{ } \mu\text{m}$) auf der Kathodenoberfläche erzeugt. Dieses Plasma expandiert im Vakuum sehr schnell (10^4 m/s). Ein solches Plasma nennt man Brennfleck. Typische Dichten und Temperaturen des Brennfleckkerns sind $10^{26} \dots 10^{27} \text{ m}^{-3}$ [7, 8, 11, 83, 85, 235, 236] und $4 \dots 6 \text{ eV}$ [15, 21, 84, 130, 176].

Bei diesen Teilchendichten ist das Brennfleckplasma schon schwach nicht-ideal¹ [4, 6, 234], d.h. Γ_e und Γ_i bewegen sich im Bereich von $0.1 \dots 0.6$. Der Wechselwirkungsparameter Γ_e bzw. Γ_i entspricht dem Verhältnis aus potentieller und kinetischer Energie der entsprechenden Teilchensorte und wird wie folgt definiert [61, 62]:

$$\Gamma_e = \frac{e_0^2}{4\pi\epsilon_0 d_e} \frac{1}{\theta_e} \quad (2.1)$$

$$\Gamma_i = \frac{e_0^2}{4\pi\epsilon_0 d_i} \frac{1}{\theta_i} \langle Z^{\frac{5}{3}} \rangle \langle Z \rangle^{\frac{1}{3}} \quad (2.2)$$

¹Ein ideales Plasma liegt vor wenn $\Gamma \approx 0$. Bei $\Gamma \geq 1$ spricht man von stark nichtidealen Plasmen.

Dabei sind d_a mit $a = e, i$ die Wigner-Seitz-Radien der Elektronen und Ionen

$$d_a = \left(\frac{3}{4\pi n_a} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.3)$$

und

$$\langle Z^\alpha \rangle = \frac{1}{n_i} \sum_{Z=1}^{Z_{\max}} Z^\alpha n_Z \quad (2.4)$$

das Mittel über alle Ladungszustände. Die kinetische Energie θ ist im klassischen Fall $\theta_a = k_B T_a$. Ob sich ein Plasma klassisch ($\zeta \ll 1$) verhält, erkennt man an dem Entartungsparameter ζ . Er entspricht dem Verhältnis zwischen der de Broglie-Wellenlänge Λ_a und dem mittleren Teilchenabstand und ist definiert als

$$\zeta_a = \Lambda_a n_a^{\frac{1}{3}} \quad (2.5)$$

$$\Lambda_a = \frac{h}{\sqrt{2\pi m_a k_B T}} \quad (2.6)$$

wobei m_a die Teilchenmasse, h das Plancksche Wirkungsquantum und k_B die Boltzmannkonstante ist. Wächst der Entartungsparameter ζ in die Größenordnung von 1, so spielen quantenmechanische Prozesse eine größere Rolle. Beim Brennfleckplasma bewegt sich der Entartungsparameter in der Größenordnung von $10^{-3} \dots 10^{-2}$, es verhält sich also noch klassisch.

Durch die Verdampfung von Mikrosplitzen in seiner kälteren Umgebung bewegt der Brennfleck sich zufällig über die Kathodenoberfläche, wie es in Abbildung 2.1.1a angedeutet ist. Die Energie zur Verdampfung kommt aus zwei Prozessen, aus der Aufheizung durch den Stromfluß in der Mikrosplitze und durch das Aufschlagen der Ionen aus dem Plasma auf der Kathodenoberfläche. Das Plasma, das von den Brennflecken gebildet wird, füllt den Raum zwischen Anode und Kathode. Es ist wesentlich dünner als das Brennfleckplasma und ideal.

Auf Stromerhöhung reagiert der Bogen mit der Vermehrung von Brennflecken. Dabei ist der Strom pro Brennfleck ($2 \dots 40$ A) eine Materialkonstante. Der Begriff Konstante ist jedoch nicht so eng aufzufassen, daß man bei entsprechend hoher Auflösung eine Quantisierung des Stromes beobachten könnte. Vielmehr ist er als ein mittlerer Wert einer Häufigkeitsverteilung zu verstehen.

Auch bei Niederdruckbögen sind Brennflecke und retrograde Bewegung zu beobachten. Das ist verständlich, da auf Grund der geringen Gasdichte

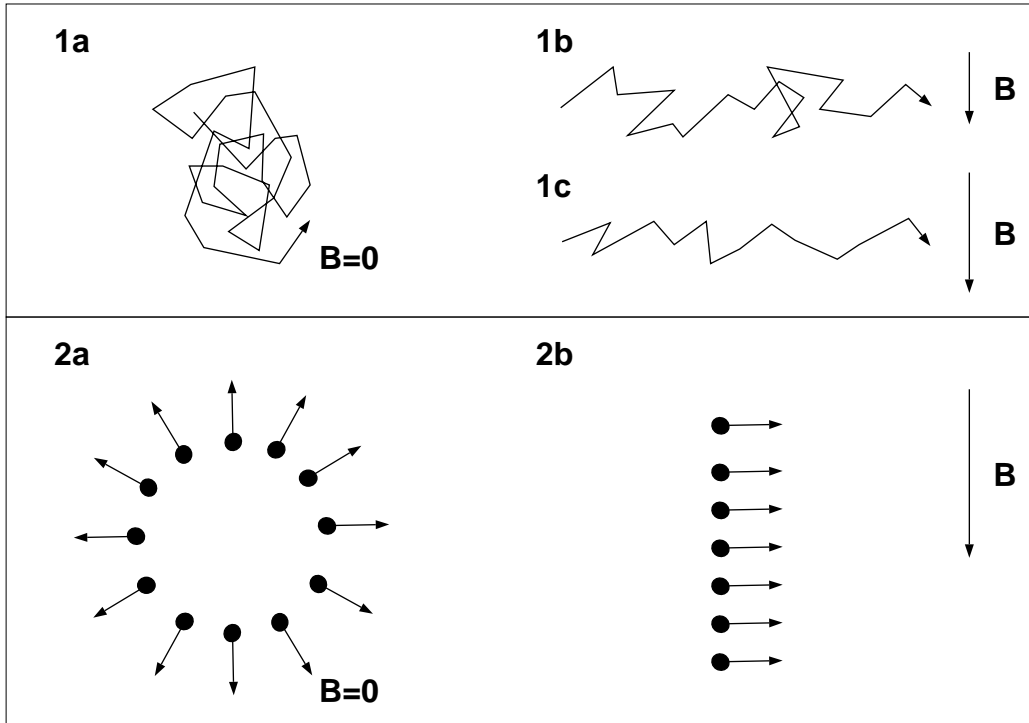


Abbildung 2.1: Bewegung ohne externes und mit externem Magnetfeld
 1 — einzelner Brennfleck, 2 — Gruppe von Brennflecken im Eigenmagnetfeld (Hochstrombogen), a — ohne äußeres Magnetfeld, b — mit äußerem Magnetfeld, 1c — stärkeres Magnetfeld als bei 1b, Erläuterungen im Text

durch Ionisation des Gases oder Sekundärelektronen-Emission nicht die erforderlichen Stromdichten zu erreichen sind. Die Brennflecken bei solchen Bögen, die in einem Umgebungsgas brennen, sind jedoch schwerer zu beobachten, weil sie von der leuchtenden Plasmawolke überdeckt werden. Diese Brennflecken zeigen ähnliche Eigenschaften wie jene im Vakuum, daher ist es legitim, sie mit unter Rubrik Vakuumbogen zu behandeln. Ist im folgenden also von einem Bogen im Umgebungsgas die Rede, so ist damit ein Bogen gemeint, dessen Hauptbestandteil ein Metaldampfplasma aus dem Kathodenmaterial ist, der aber nicht im Vakuum, sondern in einem gasgefüllten Gefäß bei geringem Gasdruck brennt.

Eine Besonderheit der Brennflecken ist außerdem die Emission von Makropartikeln, den sogenannten Droplets [33, 44, 52, 100, 118, 221, 232]. Bei Metallkathoden handelt es sich dabei tatsächlich um Tropfen flüssigen Kathodenmaterials. Die Makropartikel werden unter flachen Winkeln aus dem Brennfleckkern emittiert. Der Radius der Droplets variiert über einen weiten Bereich von $0.1\text{ }\mu\text{m}$ bis hin zu einigen $100\text{ }\mu\text{m}$. Detaillierte Untersuchungen wurden vor allem von Daalder [49, 50] durchgeführt. Abhängig von der Dropletgröße und dem Material, liegen die Dropletgeschwindigkeiten zwischen 1 m/s bei großen Droplets und mehreren 100 m/s bei kleinen Droplets [33, 52, 76, 172].

2.2.2 Typ-I- und Typ-II-Brennflecke

Nach ihrem Verhalten lassen sich phänomenologisch zwei Arten von Brennflecken unterscheiden, die in der Literatur mit Typ I und II bezeichnet werden [143]. Typ I bezieht sich auf Brennflecke auf kontaminierten oder oxydierten Oberflächen und Typ II auf Brennflecke auf reinen Oberflächen. Da Messungen an Typ-II-Brennflecken leichter zu vergleichen sind, weil bei ihnen nicht die unterschiedliche Oberflächenreinheit zu berücksichtigen ist, sind sie für grundlegende Untersuchungen von größerer Bedeutung.

Der Kathodenfall ist bei Typ-I-Brennflecken geringer und weniger verrauscht. Die Erosionsrate ist ebenfalls geringer. Dagegen ist die Brennfleckgeschwindigkeit um mehr als eine Größenordnung höher. Unter dem Elektronenmikroskop sieht man, daß die Krater, die der Brennfleck als Spur hinterlassen hat, bei Typ-II-Brennflecken einander überlappen [104], während sie beim Typ I um mehrere Kraterlängen voneinander entfernt liegen. Das erklärt die höhere Geschwindigkeit der Typ-I-Brennflecke, sie gehen sozusagen größere Schritte.

	Typ I	Typ II
Kathodenfall	11 ... 16 V	20 ... 25 V
Kratergröße	0.2 ... 2 μm	5 ... 100 μm
Maximalstrom I_0 pro Brennfleck	3.5 ... 20 A	75 ... 100 A
Stromdichte \vec{j}	$10^8 \dots 10^9 \text{ A/m}^2$	$10^{10} \dots 10^{12} \text{ A/m}^2$
Brennfleckgeschwindigkeit v	10 ... 500 m/s	0.5 ... 10 m/s

Tabelle 2.1: Parameter bei Brennflecken des Typs I und II. Die Bereichsangabe beim maximalen Strom bezieht sich hier auf verschiedene Materialien [7, 11, 12, 48, 116].

Das Phänomen der spontanen Brennfleck-Bildung, d.h. der Bildung eines neuen Brennflecks in einer gewissen Entfernung von dem alten Brennfleck, wird bei Typ-I-Brennflecken in Entfernungen größer als 1 mm beobachtet, beim Typ II nur in Entfernungen kleiner als 1 mm.

Beim Typ I ist der Strom pro Brennfleck geringer als beim Typ II und kann kleiner als 1 A werden. Ein detaillierter Vergleich findet sich in [116]. Zusammengefaßt finden sich die wichtigsten Parameter in Tabelle 2.1. Eine detaillierte Untersuchung der Abhängigkeit der brennfleckrelevanten Parameter unter dem Einfluß eines zusätzlichen Gases findet sich in [18].

Bei den Arbeiten, die älter als zwanzig Jahre sind, kann ausnahmslos davon ausgegangen werden, daß es sich um Typ-I-Brennflecke handelt.

2.3 Makroskopische Effekte der retrograden Bewegung

Die meisten Experimente zur retrograden Bewegung wurden in den sechziger Jahren durchgeführt, in der Folgezeit nahm, da kein überzeugender Erfolg erreicht wurde, das experimentelle Interesse an dem Effekt ab. Nachteilig ist dabei, daß die Versuchsbedingungen dieser Arbeiten nicht mit den heutigen zu vergleichen sind, da das Vakuum um Größenordnungen schlechter und die Elektrodenoberflächen nicht mikroskopisch rein waren. Gerade bei den Arbeiten, die das Verhalten in starken Magnetfeldern (1 T und mehr) untersuchen, war es notwendig, mit oxydierten Kathoden zu arbeiten, um überhaupt eine einigermaßen stabile Entladung zu erhalten. Diese experimentellen Probleme haben bis heute Bestand und sind sicherlich ein Grund

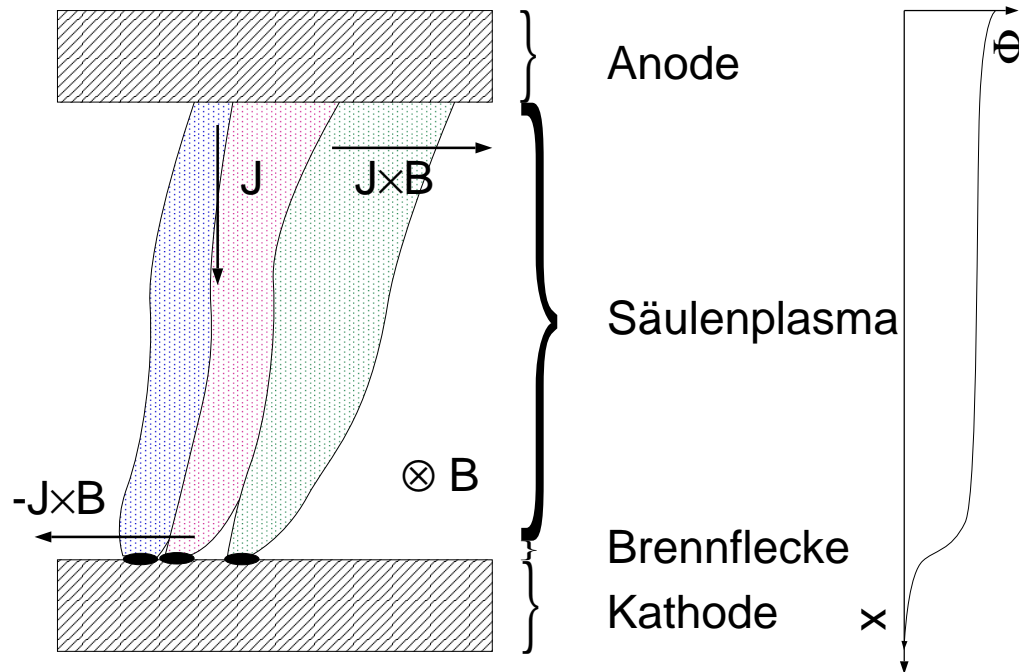


Abbildung 2.2: Die Unterteilung des Vakuumbogens und Bewegung seiner Bestandteile bei externem Magnetfeld, rechts der schematische Verlauf des Potentials, \vec{B} externes, transversales Magnetfeld, \vec{j} Stromdichte, $\Phi(x)$ Potential entlang der Achse x

dafür, daß im Vergleich zu den Theorien relativ wenig Daten vorhanden sind. Die auftretenden Schwierigkeiten gestatten es nicht, mit ein und derselben Versuchsanordnung größere Parameterbereiche zu untersuchen, da für jeden Bereich eine andere Versuchsanordnung erforderlich ist. Die unterschiedlichen Oberflächenverhältnisse erschweren zudem einen direkten Vergleich der Arbeiten und selbst qualitative Ergebnisse dieser Arbeiten sind daher kritisch zu beurteilen.

Allen Erscheinungsformen der retrograden Bewegung ist gemein, daß sich die Plasmasäule über dem Brennfleck immer in Lorentz-Richtung bewegt [184, 185], wie in Abbildung 2.2 angedeutet.

Die retrograde Bewegung tritt sowohl beim Brennfleck des Typs I als auch bei Typ II bei allen bisher untersuchten Kathodenmaterialien, einschließlich

Quecksilber (flüssig) und Graphit (Nichtmetall) auf [46, 74, 80, 123, 128, 154, 212, 242, 243].

Die retrograde Bewegung ist mit einer Reihe von Nebenerscheinungen verbunden, die im Anschluß diskutiert werden:

1. Bewegungsumkehr bei
 - (a) kritischem Druck [39, 73, 74, 242, 243],
 - (b) glühender Kathode [213],
 - (c) hohem transversalen Magnetfeld [182],
2. Drift bei zusätzlichem parallelen Magnetfeld. [94, 123, 181]
3. Konvergenz der Brennfleck-Geschwindigkeit gegen einen material- und oberflächenabhängigen Wert bei steigendem Magnetfeld.

Kesaev [123] stellte die empirische Regel auf, daß der Brennfleck immer in Richtung des stärksten Magnetfeldes läuft, wobei sich das Magnetfeld aus dem Eigenmagnetfeld des Brennflecks \vec{B}_B und dem äußeren Magnetfeld \vec{B}_{ex} zusammensetzt. Diese Regel ist nicht mit der Robson-Drift (Abschnitt 2.3.3) zu verwechseln.

2.3.1 Bewegungsumkehr

Einfluß des Gasdruckes

Eine Reduzierung der retrograden Geschwindigkeit [19, 222] bis hin zu einer Bewegungsumkehr bei zunehmendem Druck eines Gases, das in den Entladungsraum eingelassen wurde, beobachteten verschiedene Autoren [39, 58, 59, 182, 184, 217].

Der Effekt der Bewegungsumkehr wurde bei Quecksilberkathoden und festen Kathoden, einschließlich Graphit, gesehen. Als Umgebungsgase wurden Quecksilberdampf, He, Ar, Ne, N, N₂, H, H₂, O₂, CO₂ und Luft benutzt. Der kritische Druck p_c des Gases, bei dem die Bewegungsumkehr stattfindet, liegt zwischen 1 kPa und 80 kPa. Tabelle 2.2 gibt einen Überblick zu den untersuchten Materialien und den gefundenen kritischen Drücken.

Der kritische Druck steigt mit wachsendem transversalen Magnetfeld und sinkt mit zunehmendem Bogenstrom I_{arc} [39, 73, 74, 101, 242, 243]. Eine mögliche Erklärung der Bewegungsumkehr als Folge der Oberflächenkontamination und des stärkeren Einflusses der Plasmasäule gibt Jüttner in [106].

Kathode	B_{ex} [mT]	I_{arc} [A]	Gas	p_c [kPa]	Quelle
C	1...45	2...6	He	1...80	[74]
W			Ar		
Mo			N ₂		
Ni			H ₂		
Cu			O ₂		
Al			CO ₂		
Cd					
W?	10	4	Hg	1	[73]
W?	10	4	He	2.2	[73]
W?	10	4	Ar	1...20	[73]
			O, O ₂		
			N, N ₂		
			CO ₂		
			H, H ₂		
Cu	75	3.5...10	Luft	13...45	[242]
Al	75	10	Luft	20...42	[242]
Fe	?	?	Luft	>6,5	[242]
Ag					
Sn					
Hg					
Hg	0...2000	2.6	Ne	<20	[243]
?	200...900	200...600	Ar	26...106	[39]
Cu	50...350	50...200	Ar	≤60	[185]

Tabelle 2.2: Kritischer Druck p_c der Bewegungsumkehr: Angaben, die in den erwähnten Veröffentlichungen fehlten, wurden mit einem Fragezeichen versehen. B_{ex} bezeichnet die Stärke des Magnetfeldes und I_{arc} den Bogenstrom, bei dem der kritische Druck ermittelt wurde.

Einfluß der Kathodentemperatur

Die retrograde Bewegung wurde vorrangig auf kalten Kathoden untersucht. Jedoch beobachtete Smith [213] eine Bewegungsumkehr des Fußpunktes der Plasmasäule (mikroskopische Brennflecke waren 1948 noch nicht bekannt) auf einer erhitzten Tantalkathode beim Übergang von Rotglut zur Weißglut. Der Schmelzpunkt von Tantal liegt bei 3273 K [145].

In dieser Arbeit wurde jedoch kein reiner Vakuumbogen untersucht, sondern mit einem Umgebungsgas (Quecksilber bzw. Argon) gearbeitet. Da die Kathodenoberfläche etwa die Ausmaße des Entladungsgefäßes hatte, ist eine starke Erwärmung des Umgebungsgases nicht auszuschließen, was eine Druckerhöhung zur Folge hat. Ebenso spielt bei Weißglut die Thermoemission eine nicht unerhebliche Rolle, so daß ein Übergang von einem Vakuumbogen zu einem brennflecklosen Bogen möglich ist. Da die Plasmasäule des Bogens generell in Lorentz-Richtung getrieben wird und lediglich durch die Brennflecken in retrograder Richtung nachgezogen wird, ist verständlich, daß beim brennflecklosen Bogen eine retrograde Bewegung nicht mehr auftritt.

Es ist daher zu prüfen, inwieweit bei dem o.g. Experiment von einer Bewegungsumkehr als Effekt der retrograden Bewegung zu sprechen ist.

Einfluß des Magnetfeldes

Bei einem Druck von etwa 4 kPa (Umgebungsgas Argon) beobachtete Robson [182] auf einer oxydierten Aluminium-Kathode die Umkehr der Bewegungsrichtung von retrograd zu vorwärts bei einem Transversalfeld oberhalb von 1 T. Es ist zu beachten, daß der vorhandene Druck sich in der Größenordnung des kritischen Drucks befindet (siehe Tabelle 2.2).

Smith [210] beobachtete den Stillstand des Bogens bei 500 mT und bei weiter ansteigendem Magnetfeld eine langsame Bewegung in entgegengesetzter Richtung, d.h. nicht retrograder Richtung. Bei der Erhöhung des Druckes im Entladungsgefäß kippte die Bewegung wieder zurück in eine schnelle retrograde. Das steht jedoch im Widerspruch zu allen anderen Messungen des kritischen Druckes, denn dort konnte der Umschlag von Vorwärtsbewegung zu retrograder Bewegung nur durch Druckverminderung herbeigeführt werden, nicht aber durch Druckerhöhung, wie es hier [210] beobachtet wurde.

Genauere Ergebnisse liefern die Messungen von Seidel und Stefaniak [197]. Sie untersuchten Kupfer-, Aluminium- und Stahlkathoden. Bei kleinen Elektrodenabständen (2 mm) wurde ein Ansteigen der retrograden Geschwindig-

keit mit steigender Amplitude des Magnetfeldes beobachtet und bei größeren Abständen (5 mm) ein Absinken der retrograden Geschwindigkeit oberhalb 40 mT bei Kupfer. In diesem Punkt widerspricht die Arbeit allen anderen Veröffentlichungen.

Für sehr hohe Werte der magnetischen Flußdichte (3 T für Kupfer) wurde eine Umkehrung zur Vorwärtsbewegung beobachtet. Dies stimmt mit o.g. Messungen von Robson überein. Es wurde bei einem Restdruck von 10^{-3} Pa gearbeitet. Nach Aussage der Autoren wurde mit bogenförmigen Oberflächen gearbeitet, jedoch deuten die hohen Geschwindigkeiten von etwa 100 m/s auf oxidierte Oberflächen.

Stabilität im Umkehrpunkt

Bemerkenswert ist, daß in den Umkehrpunkten der Bewegungsrichtung das Verhalten des Bogens immer instabil ist [39, 74, 182, 185, 243], ganz im Gegensatz zu dem Verhalten eines Bogens ohne äußeres Magnetfeld, der sich durchaus längere Zeit an einem Ort befinden kann, ohne zu verlöschen.

2.3.2 Einfluß des axialen Magnetfeldes

Aus Symmetriegründen wird klar, daß ein rein axiales Feld² B_{\parallel} nicht zu einer gerichteten Bewegung führen kann. Dennoch ist es als Spezialfall der unten erläuterten Robson-Drift von Bedeutung.

Die Brennfleckbewegung bleibt zufällig, es wird jedoch beobachtet, daß die Plasmasäule eine Art Confinement erfährt. Dieses Confinement wirkt auf den Bogen stabilisierend, obwohl dabei die Bogenspannung steigt.

Des weiteren verschiebt das axiale Magnetfeld das Ionisationsgleichgewicht zu höheren Ionisierungen des Säulenplasmas [34, 162] und im Brennfleck [5]. Oks et al. [161, 162] beobachteten bei einem Magnetfeld von 50 bis 600 mT eine 1.2- bis 2.5fache Erhöhung der mittleren Ionisierung, so daß bis zu fünffach geladene Ionen auftraten. Als Ursache wird eine Verringerung der mittleren freien Weglänge bei Elektron-Ion-Stößen durch den Anstieg der Plasmadichte auf Grund des besseren Einschlusses durch das externe Magnetfeld angegeben. Bei sehr hohen Flüssen (2...4 T) ist die Änderung in der Verteilung der Ionisierungen nicht mehr so stark [13].

²Im Folgenden soll mit B_{\perp} das zur Stromrichtung transversale und mit B_{\parallel} das zur Stromrichtung parallele Magnetfeld bezeichnet werden.

2.3.3 Robson-Drift

Ist das Magnetfeld nicht genau senkrecht zur Stromrichtung, so tritt eine Drift in Richtung des mit der Kathodenoberfläche eingeschlossenen spitzen Winkels des Magnetfeldvektors auf (Abbildung 2.3). Die Robson-Drift wurde bisher nur auf kalten Kathoden beobachtet: Wolfram [241], Aluminium [181], Quecksilber [123] und Titan (im Tokamak) [94]. Es sind dabei zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Stromdichte \vec{j} und axiales Magnetfeld B_{\parallel} antiparallel
2. Stromdichte \vec{j} und axiales Magnetfeld B_{\parallel} parallel

Bisher wurde nur der 1. Fall untersucht, der auch dem in Abbildung 2.3 oben dargestellten entspricht. Der 2. Fall wurde zur Interpretation von Bogenspur im Tokamak herangezogen und stand nicht im Widerspruch zu Vorhersagen aus dem Modell von Robson und Engel [183].

Auch die Stabilisierung einer Bogenspur auf einer Ringkathode, in deren Mittelpunkt sich der eine Pol des Magnetfeldes befindet und der andere Pol ringförmig um die Kathode gelegt ist, läßt sich auf die Robson-Drift zurückführen. Das wurde schon 1942 beobachtet [210], jedoch irrtümlicherweise der empirischen Regel der Bewegung in Richtung des maximalen Magnetfeldes zugeschrieben.

Ohne zu empirischen Formeln zu gelangen, wurde die Abhängigkeit des Driftwinkels ϕ_v vom Bogenstrom I_{arc} und dem externen Magnetfeld B_{ex} und dem Anstellwinkel des Magnetfeldes θ_B von Robson und von Engel [183] untersucht. Für ihre eigenen Messungen geben Hintze und Laux [94] eine Bereichseingrenzung $\frac{1}{2}\theta_B < \phi_v < \theta_B$ an, welche auch mit den Messungen von Robson und Engel in Einklang steht.

Vom Spezialfall $B_{\parallel} = 0$ beginnend steigt mit wachsendem Axialanteil der Driftwinkel ϕ_v bis etwa $B_{\parallel} \approx B_{\perp}$, d.h. $\theta_B = 45^\circ$. Messungen über $\theta_B = 50^\circ$ hinaus werden als schwierig geschildert (instabiler Bogen), bzw. führen zu Kreisbewegungen des Bogenfußpunktes bei [183].

Der Fall $\theta_B \rightarrow 90^\circ$ bzw. $B_{\perp} \rightarrow 0$ oder $B_{\parallel} \rightarrow \infty$ muß dann wieder die Zufallsbewegung ergeben, doch konnte dieser Übergang bisher nicht vollzogen werden, so daß eine experimentelle Lücke im Bereich $50^\circ \leq \theta_B < 90^\circ$ besteht.

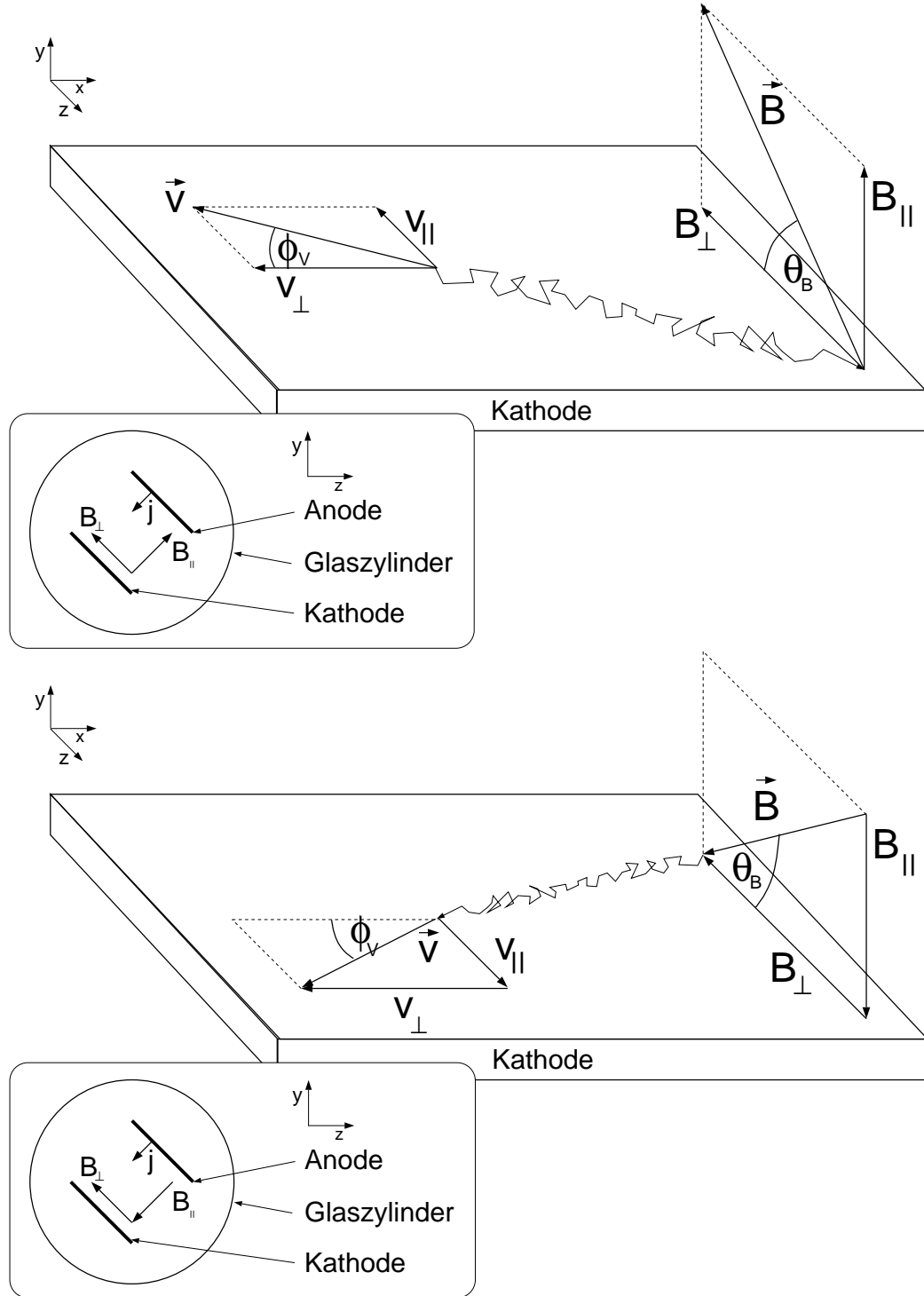


Abbildung 2.3: Bewegung des Brennflecks bei gekipptem Magnetfeld (Robson-Drift). Die Zickzacklinie deutet die Spur des Brennflecks an (stark vergrößert). Die Geometrie entspricht der in der vorliegenden Arbeit verwendeten. v_{\perp} entspricht der Bewegungsrichtung bei rein transversalem Magnetfeld. Fall 1 oben und Fall 2 unten (siehe Text).

	Gruppe	Brennfleck	Fragment
Strom [A] pro	> 300	10...100	$\approx 10 \dots 6$
Anzahl	> 10 Brennflecken	1...5 Fragmente	—
Größe [μm]	> 500	50...100	5...20

Tabelle 2.3: Stand der Brennfleckhierarchie. In der Literatur finden sich teilweise unterschiedliche Begriffe für das gleiche Phänomen. So taucht der Begriff Brennfleck (Spot) unter den Bezeichnungen Macrospot [196, 205, 206, 207], Microspot [7], large area spot [54, 55], group spot [178] auf. Für Fragmente existieren die Bezeichnungen Micro- oder Subspot [8, 196, 205, 206, 207], small area spot [54, 55] und Typ II spot [178] (nicht mit dem Typ II aus Tabelle 2.1 zu verwechseln).

2.4 Mikroskopische Effekte der Brennfleckbewegung

2.4.1 Die Hierarchie der Mikrostruktur des Bogens

Auf Stromerhöhung reagiert der Brennfleck mit Teilung, so daß sich der Strom pro Brennfleck immer in einem gewissen Rahmen bewegt [56, 123]. Die Größe I_0 , der Strom pro Brennfleck, ist materialabhängig und beim Typ I und Typ II verschieden. Sie ist keine fixe Größe, sondern ein Mittelwert, um den die im Experiment auftretenden Werte für den Brennfleckstrom verteilt sind.

Für die Unterstruktur der Brennflecke, die Fragmente gilt ähnliches. Die Brennflecke bestehen in der Regel aus einer Gruppe von fünf bis sieben Fragmenten [9, 17, 108, 109, 110, 111, 115]. Der Strom pro Fragment ist auch eine typische Größe, wenn auch für diese bisher wenig Daten [8, 10, 11] vorliegen.

Bei Hochstrombögen treten außerdem Brennfleckgruppen auf. Der derzeitige Stand umfaßt die Hierarchie, wie sie Tabelle 2.3 zeigt.

2.4.2 Magnetfeldfreier Fall der Brennfleck-Bewegung

Die Brennfleck-Bewegung ohne ein externes Magnetfeld³ läßt sich als Diffusion beschreiben

$$D_S = \frac{\langle R^2 \rangle}{4\tau} \quad (2.7)$$

[19, 51, 86, 104], wobei die materialabhängige Diffusionskonstante der Zufallsbewegung mit $10^{-4} \dots 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ größer als die der thermischen Diffusion ($< 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$) ist [26, 116]. Bei Kupfer ist $D_S = (2.3 \pm 0.6) \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ [109] und bei Molybdän $10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ [105, 117].

Der Elementarschritt ist material- und oberflächenabhängig. Bei Typ-I-Brennflecken ist der Elementarschritt größer als bei Typ II, wo er in der Größenordnung des Kraterdurchmessers liegt, d.h. $10 \text{ }\mu\text{m}$ bis $50 \text{ }\mu\text{m}$ bei Typ II.

2.4.3 Reines Transversalfeld

Bisher wurde die Ansicht vertreten, daß durch die immer stärker werdende Ausrichtung der Elementarschritte bei steigendem Magnetfeld ($B_{\parallel} = 0, B_{\perp} \rightarrow \infty$) [14] die makroskopisch zu beobachtende Geschwindigkeit steigt (Abbildungen 2.1.1b und 1c). Der Maximalwert wäre bei $B_{\perp} \rightarrow \infty$ zu erwarten, wo jeder Schritt exakt in retrograder Richtung ausgerichtet wäre. Es ist jedoch selbst bei starkem Magnetfeld eine zufällige Komponente zu beobachten [123]. Die retrograde Bewegung kann also als eine Überlagerung aus einer zufälligen und einer gerichteten Bewegung aufgefaßt werden.

Für den Bereich I der konstanten Geschwindigkeitszunahme geben Szente et al. [223] eine Proportionalität gemäß $v_{\text{tot}} \propto B_{\perp}^{0.6}$ an, während in anderen Arbeiten [72, 119, 210] zumeist linearisiert wird. Abbildung 2.4 zeigt die Abhängigkeit der retrograden Geschwindigkeit schematisch.

Eine Sättigung (Bereich II) der retrograden Geschwindigkeit tritt aber bereits bei endlichem Magnetfeld auf. Die Sättigungsgeschwindigkeit ist sehr stark material- und oberflächenabhängig, sie liegt zwischen einigen Metern pro Sekunde [71, 106] bis zu 60 m/s bei Typ II und bis zu einigen 100 m/s bei Typ I [102, 215, 216], siehe auch Tabelle 2.4. Der Einfluß der Oberflächenkontamination auf die Brennfleckgeschwindigkeit wurde u.a. von Le-

³Oder bei einem sehr schwachen Transversalfeld. Seidel und Stefaniak [197] beobachteten, daß bei Kupfer unterhalb $8 \times 10^{-4} \text{ T}$ eine Bewegung in retrograder Richtung wie auch in Vorwärtsrichtung auftritt.

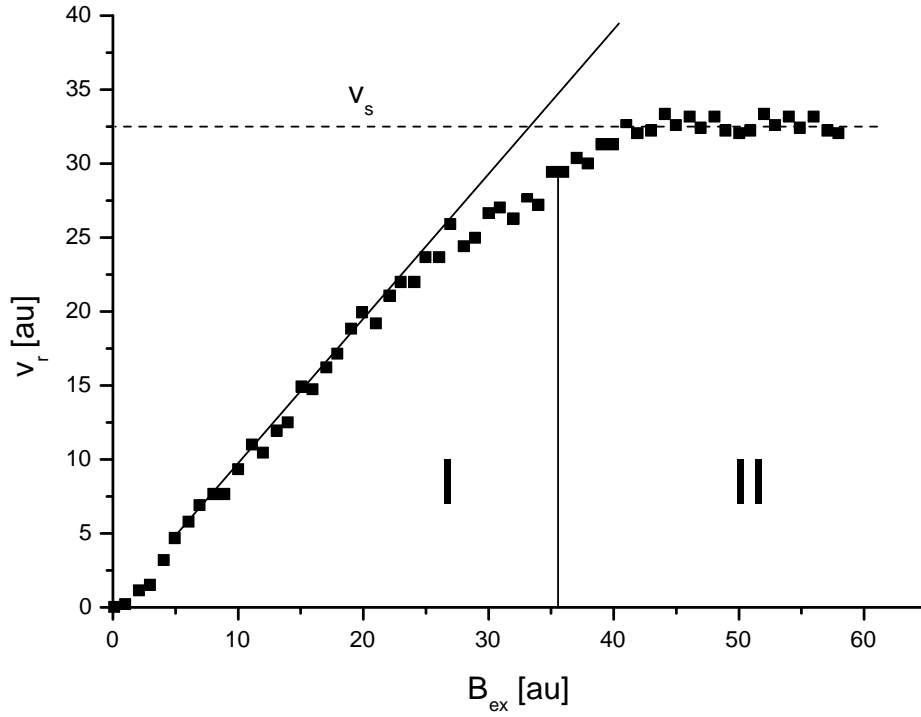


Abbildung 2.4: Verhalten (schematisch) der retrograden Geschwindigkeit v_{tot} bei steigendem externen Magnetfeld. Man unterscheidet einen Bereich in dem die Geschwindigkeit des Bogenfußes etwa linear ansteigt (Bereich I) bis sie gegen die Sättigungsgeschwindigkeit v_{sat} konvergiert (Bereich II).

Kathode	Sättigung bei		Gas	Sättigung bei	
	$B_{\text{ex}}[\text{mT}]$	$I_{\text{arc}}[\text{A}]$		$v_{\text{sat}}[\text{m/s}]$	Quelle
Hg	1000	2...4	?	200...300	[243]
Hg	700	2,6	Ne	200...300	[243]
Hg+Mo	1200	≤ 5	Ne	250	[243]
Cu	700	110	Ar, He	20;100	[224]
Cu	80	$\approx 10^4$	–	30	[1]
Cu	?	5...10	Ar	500	[182]
Hg	300	2...5	Ar, Luft	30...70	[73]
Hg	1000	1...5	–	100...300	[101]
Mo+Hg	1000	?	Hg	120	[214]

Tabelle 2.4: Sättigungsgeschwindigkeit bei Erhöhung des Magnetfeldes

wis und Secker [132], Bushik et al.[38] und Anders et al. [19] untersucht.

Als Besonderheit der Bewegung des Brennflecks im Transversalfeld bleibt noch zu erwähnen, daß Kesaev als erster ein Umkehren der Brennfleckbewegung, wenige Schritte vor dem Verlöschen des Bogens beobachtete [123]. Ein Beispiel zeigt Abbildung 2.5. Die Ursache dieser Umkehrung ist ungeklärt.

2.4.4 Konfigurationseffekt

Insbesondere nach der Entdeckung der Fragmentstruktur der Brennflecken stellt sich die grundlegende Frage: Handelt es sich bei der retrograden Bewegung um einen Konfigurationseffekt, d.h. einen Effekt, der sich aus der Wechselwirkung der Fragmente untereinander erklärt, oder wie bisher vermutet, um einen aus dem Verhalten der Plasmasäule bedingten Effekt? Bemerkenswert dabei ist, das schon vor der Entdeckung der Fragmente, eine Substruktur des Brennflecks als Brennfleckmodell vorgeschlagen wurde [98].

Pro Konfigurationseffekt

Alferov et al. [2], wie auch Emtage et al. [67, 68] beobachteten, daß sich Brennflecken bei externem transversalen Magnetfeld entlang der Feldlinien anordnen. Im Hochstrombogen wird beobachtet, daß sich ohne äußeres Magnetfeld die Brennflecken ringförmig (Abb. 2.1.2a) voneinander wegbewegen [40, 138, 169], was auf das Eigenmagnetfeld der Brennflecken zurück-

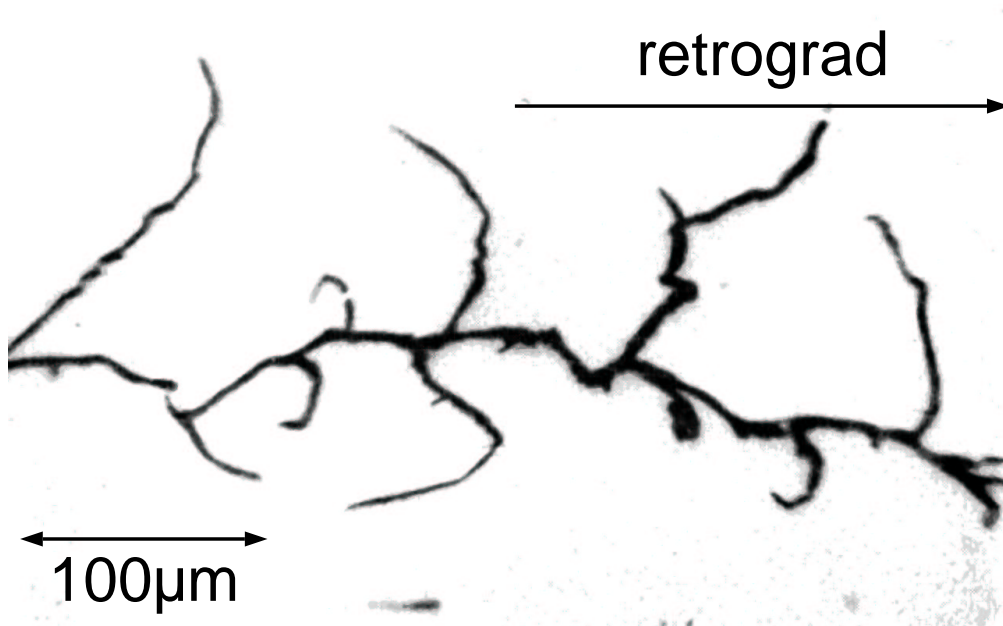


Abbildung 2.5: Kurz vor dem Verlöschen der Brennflecke ist häufig ein Umkehren in die Vorwärtsrichtung zu sehen. Die Bewegung erfolgt im Bild von links nach rechts, es ist außerdem eine wiederholte Teilung des Brennfleckes zu erkennen. Kupferkathode, transversales Magnetfeld, aus [123], inverse Darstellung.

Kathodenmaterial	Pb	Sn	Cu	Ti	Zn
Sättigungsgeschwindigkeit v_{sat} [m/s]	42	63	29	37	35
b [T ⁻¹]	49	69	56	150	32

Tabelle 2.5: Experimentell bestimmte Parameter [163] für Formel 2.8 der magnetfeldabhängigen Brennfleckgeschwindigkeit

geführt wird [37, 41, 42, 167]. Die gegenseitige Abstoßung von Kathoden-Brennflecken (bzw. Brennfleckgruppen nach heutigen Begriffen) beim Hochstrombogen wurde schon in den siebziger Jahren beobachtet [179].

Die dabei auftretenden Ströme liegen im kA-Bereich und wurden von Sherman et al. [200] bei 7 kA und Agarwal und Holmes [1] bei 10 kA untersucht. Geringere Ströme (100 A...5 kA) wurden von Logatshev et al. [137] untersucht. Mit zusätzlichem externen transversalen Magnetfeld wird auch hier eine Ausrichtung der Brennflecken entlang einer Feldlinie beobachtet [126, 127, 168, 170]. Diese Front bewegt sich dann retrograd, wie es in der Abbildung 2.1.2b schematisch dargestellt ist.

Ausführliche Messungen zu diesem Phänomen mit Kathoden aus Blei, Zink, Zinn, Titan und Kupfer führten Oleshuk et al. [163] durch. Berechnet man anhand des Bogenstromes das zeitabhängige Magnetfeld am Ort eines Brennflecks des expandierenden Kreises, so läßt sich die Abhängigkeit der retrograden Geschwindigkeit vom Magnetfeld der anderen Brennflecke, welches dem externen Magnetfeld in den Versuchen bei geringerem Bogenstrom ($I_{\text{arc}} \leq 100$ A) entspricht, bestimmen. Bei [163] wird dort ebenso ein Anstieg mit steigendem Magnetfeld und eine Sättigung im Bereich von 30...70 m/s beobachtet, Agarwal et al. [1] erreichen Sättigungsgeschwindigkeiten um 30 m/s. Oleshuk et al. [163] arbeiten mit einer empirischen Formel für die Abhängigkeit der retrograden Geschwindigkeit vom transversalen Magnetfeld:

$$v_{\text{tot}}(B_{\perp}) = v_{\text{sat}} (1 - \exp(-bB_{\perp}))^2 \quad (2.8)$$

Tabelle 2.5 zeigt dazu die Parameter verschiedener Materialien.

Nicht zuletzt sprechen alle fehlenden Asymmetrien auf der Brennfleckebene für einen Konfigurationseffekt. Eine Asymmetrie auf Brennfleck- oder Fragmentebene würde bedeuten, daß bereits ein einzelnes Fragment als Ursache für die retrograde Bewegung ausreichen könnte. Dazu gehört, daß auch mit einem externen transversalen Magnetfeld die Brennfleck-Kratersymmetrisch (Abbildung 2.6) sind. Ein Zurückfließen der Schmelze in den

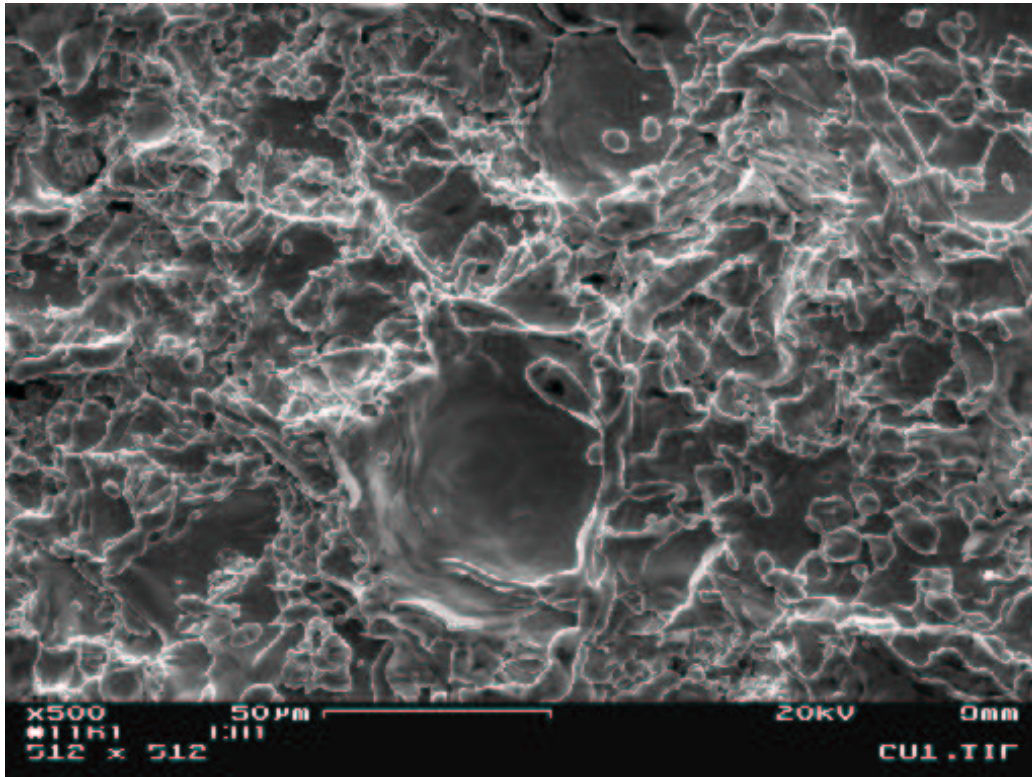


Abbildung 2.6: Krater auf einer Kupferkathode bei einem Bogenstrom $I_{\text{arc}} = 100 \text{ A}$ und einem transversalen Magnetfeld $B_{\perp} = 360 \text{ mT}$, ESM-Aufnahme, einige tausend Entladungen im Vakuum ($p = 10^{-5} \text{ Pa}$). Die Krater sind symmetrisch.

Krater ist ausgeschlossen, da die Schmelze so schnell abkühlt, das selbst so schnelle Vorgänge, wie die Ablösung eines Tropfens [104], eingefroren werden. Ein Beispiel zeigt Abbildung 2.7. Simulationen von Prock [174, 175] zeigen, daß die Erstarrungszeiten bei Kupfer nur einige Nanosekunden betragen.

Mourzakaev et al. beobachteten, daß ein externes Magnetfeld keinen Einfluß auf die Kratergröße hat [159].

Kontra Konfigurationseffekt

Es gibt Überlegungen, daß die Emission von Makropartikeln (Droplets) aus dem Brennfleckkrater einen Einfluß auf die retrograde Bewegung hat. Dem liegt zu Grunde, daß in der Nähe des Brennflecks auftreffende Droplets Auslöser eines neuen Emissionszentrums sein können. Nach Beobachtungen von Zou Jiyan et al. [100] fördert ein transversales Magnetfeld die Dropletmission in retrograder Richtung. Diese Asymmetrie tritt bereits bei einem einzelnen Brennfleck oder Fragment auf.

Des weiteren sprechen alle Effekte in der Plasmasäule, wie beispielsweise eine zu höheren Ionisierungen führende Verschiebung des Ionisationsgleichgewichts bei axialem Magnetfeld B_{\parallel} , gegen einen Konfigurationseffekt, da diese Effekte bereits bei einem einzelnen Fragment auftreten können.

2.5 Modelle

2.5.1 Einflußbereiche und Effekte

Die verschiedenen Modelle zur retrograden Bewegung suchen die Ursache des Effekts in den unterschiedlichen Bereichen des Bogens. Für eine erste Unterteilung sei daher die räumliche gewählt.

1. Kathode $-\infty < z < 0$

Magnetfeld im Kathodenmaterial

Aufheizung durch Stromfluß

Righi-Leduc-, Ettingshausen-, Nernst-, Hall-Effekt

2. Kathodenoberfläche $z \approx 0$

Ionenheizung der Oberfläche

Thermo-Feldemission

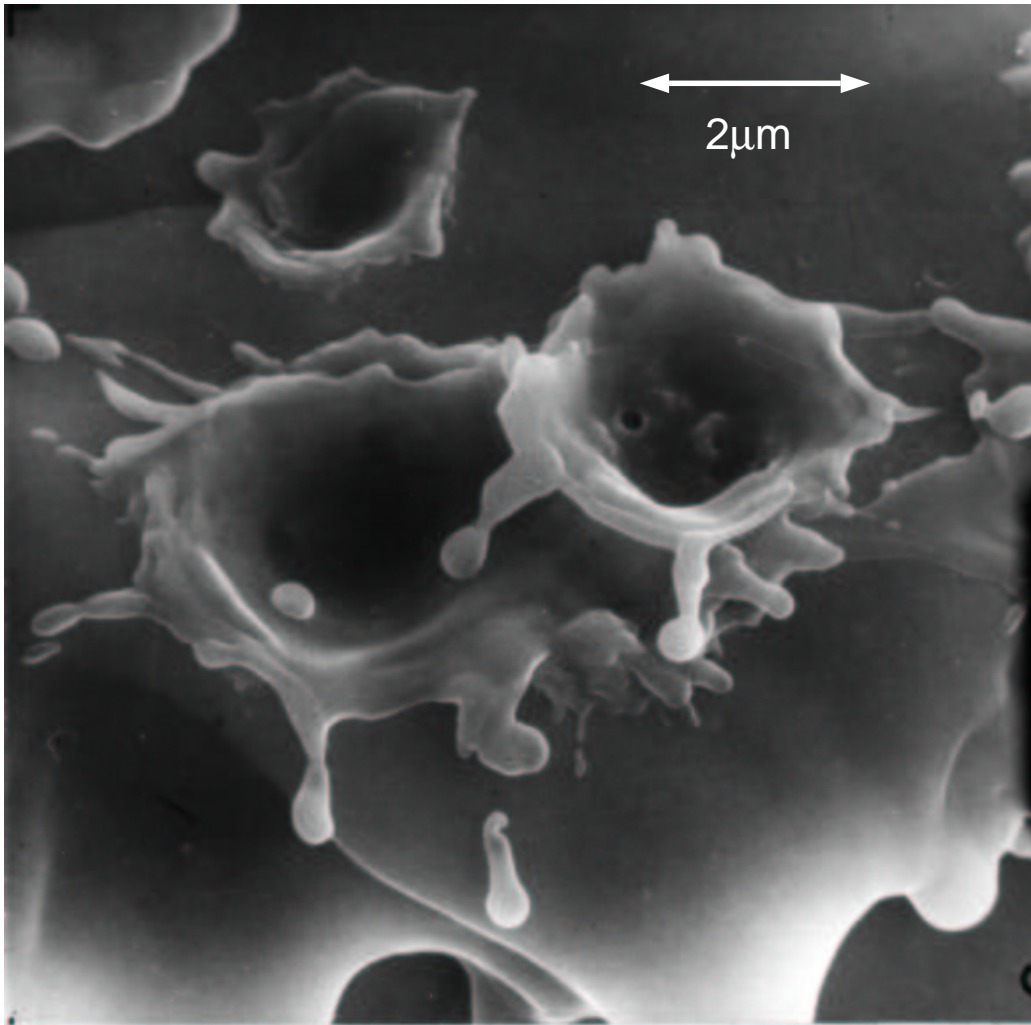


Abbildung 2.7: Die Abkühlung der Schmelze erfolgt so schnell, daß Metalltröpfchen einfrieren. Kupferkathode, $I_{\text{arc}} = 60 \text{ A}$, ESM-Aufnahme [103].

Heizung von Mikrospitzen (Joule-Heizung)

Adsorbierte Gasatome bei Typ I, Oxidschicht

Temperaturgradient entlang der Oberfläche

3. Brennfleck⁴

(a) stoßfreie Zone, starkes elektrisches Feld $z = 0 \dots 10$ nm

Beschleunigung zurückfliegender Ionen

energetische Elektronen

(b) Relaxationszone/Ionisationszone $z = 10 \dots 20$ nm

Relaxation schwerer Teilchen

Ionisierung des Neutralsdampfes durch die Elektronen

(c) Elektronenrelaxationszone $z = 0.02 \dots 1$ μm

(d) Expansionszone (Übergang zur Plasmasäule) $z = 1 \dots 50$ μm

Raumladungseffekte

Ionenstrom gegen äußeres E-Feld

4. Plasmasäule

$\vec{J} \times \vec{B}$ -Drift des Plasmas

Magnetfeld der gekrümmten Säule

Raumladungseffekte

Hall-Effekt

5. Anode (o.B.d.A. $z \rightarrow \infty$)

Kathode

Smith [210, 211] versucht die retrograde Bewegung durch einen Temperaturgradienten zu erklären, der sich durch einen Wärme fluß quer zum Magnetfeld herausbildet. Dieser Effekt (Righi-Leduc-Effekt) ist dem Halleffekt analog und beschreibt die Ausbildung eines Temperaturgradienten senkrecht zum Magnetfeld und zu einem Wärmestrom⁵. Dabei betrachtet man den Fußpunkt des Bogens, der die Kathode lokal aufheizt. Von diesem Punkt aus

⁴Unterteilung der Zonen nach Beilis [25, 27]

⁵Nicht zu verwechseln mit dem Ettingshausen-Effekt, der die Ausbildung eines Temperaturgradienten durch einen elektrischen Strom senkrecht zum Magnetfeld beschreibt.

strömt die Wärme innerhalb der Kathode in alle Richtungen ab. Nehmen wir an, die Bewegung des Bogens erfolgt auf der x -Achse, wobei $x < 0$ die retrograde Seite des Bogens ist, also $\vec{j} = (0, 0, -j_0)$, $j_0 > 0$, $\vec{B} = (0, B_0, 0)$, $B_0 > 0$. Dann gibt es hinter dem Bogenfußpunkt ($x < 0$) einen Wärmestrom $\vec{q} = (-q_0, 0, 0)$, $q_0 > 0$ und vor dem Bogenfußpunkt ($x > 0$) $\vec{q} = (+q_0, 0, 0)$. Der Righi-Leduc-Koeffizient S ist definiert als $\frac{\partial T}{\partial x} = SH \frac{\partial T}{\partial y}$. Ein negatives S führt damit zu einer Aufheizung der Oberfläche für $x < 0$ und zu einer Abkühlung für $x > 0$. Damit wäre es auf der retrograden Seite $x < 0$ heißer. Die heutigen Erkenntnisse zur Fragmentbewegung zeigen jedoch, daß die Wärmeausbreitung in der Kathode zu langsam ist, um die retrograde Bewegung erklären zu können.

Kathodenoberfläche

Adsorbierte Gasatome und -moleküle haben einen Einfluß auf die Austrittsarbeit und führen meist zu niedrigeren Durchschlagsspannungen und damit zu einem erleichterten Zünden neuer Brennflecken.

Dieser Punkt spielt daher lediglich bei der Betrachtung älterer Arbeiten eine Rolle, in neuere Experimenten, wie auch in dieser Arbeit, werden Brennflecken des Typs II untersucht.

Sanochkin [192], Shmelev und Litvinov [204] und auch Graneau [79] suchen die Ursache der retrograden Bewegung in der asymmetrischen Verschiebung der Schmelze im Krater. Jedoch berücksichtigen Erklärungen, die den Kraterand als Ausgangspunkt für die Entstehung eines neuen Brennflecks sehen nicht, daß die retrograde Bewegung auch beim Typ I auftritt, wo die Schrittweiten größer als der Kraterdurchmesser sind.

Brennfleck

Bei der Betrachtung des einzelnen Brennflecks wird ohne Magnetfeld zumeist von einer sphärischen Symmetrie ausgegangen. Durch den Ionenüberschuß unmittelbar über der Kathodenoberfläche befindet sich dort eine positive Raumladung. Die Breite dieser Schicht ist in der Größenordnung der Debye-Länge (10 ... 100 nm).

Die meisten Modelle [64, 65, 101, 140, 156, 157, 197] schlagen eine stationäre Modifizierung dieser Raumladungsschicht durch den Einfluß des elektromagnetischen Feldes vor. Auf dem Modell von Longini [140] aufbauend schlägt als einer der ersten Harris [88] ein Konfigurationsmodell vor, welches

die gegenseitige Beeinflussung von Substrukturen (dort Zellen genannt) des Brennflecks betrachtet. Die Wechselwirkung der Zellen untereinander beruht auf elektrischen Dipolkräften und der Lorentzkraft.

Elektronen, die aus dem hochenergetischen Ausläufer der Maxwellverteilung stammen, kann es gelingen, gegen das äußere elektrische Feld zur Kathode zurückzufliessen [22, 23, 93, 201, 202, 203, 242].

Hull [98] wiederum stellt für den Quecksilberbogen eine Theorie auf, bei der die langsamen Elektronen in Amperéscher Richtung von Fußpunkt abgelenkt werden und damit das Feld auf dieser Seite des Fußpunktes abschwächen, so daß der positive Ionenstrom auf der retrograden Seite höher ist.

Bei vielen Arbeiten [72, 185, 218, 226] führen Ionen, die sich gegen das elektrische Feld in Richtung der Anode bewegen, zu einer Änderung der Feldverhältnisse auf der retrograden Seite.

Daß ein Teil der Ionen die Anode erreicht, ist allgemein bekannt, jedoch ist weder der Elektronenrückstrom zur Kathode bisher experimentell untermauert, noch der Einfluß des Magnetfeldes auf die örtliche Verteilung des Ionenstromes in dem Bereich, in dem neue Brennflecken gezündet werden, untersucht worden.

Simpson [208] berechnet mit Hilfe von Störungstheorie erster Ordnung den Einfluß des Hall-Effekts in einer unendlich dünnen Schicht über der Kathode. Damit ergibt sich eine bessere lokale Leitfähigkeit auf der retrograden Seite des Brennflecks und dort eine bessere ohmsche Heizung der Kathodenoberfläche. In der Folge kann dort besser Kathodenmaterial verdampfen und der Brennfleck bewegt sich zu diesem Ort. Die Ursache der retrograden Bewegung im Halleffekt zu suchen wurde allerdings schon von Stark selbst aufgestellt [218]. Problematisch dabei ist, daß durch den Halleffekt keine der drei Bewegungsumkehrungen erklärt werden kann.

Eine Verbesserung der Zündbedingungen auf der retrograden Seite durch das Plasma-Confinement auf der retrograden Seite in unmittelbarer Nähe des Brennflecks schlägt Drouet [57, 59] vor. Siehe dazu auch den Abschnitt 2.5.2.

Plasmasäule

Im Bereich der Plasmasäule hat man im magnetfeldfreien Fall Zylindersymmetrie. Hier geht man zumeist davon aus, daß sich das Plasma der vielen einzelnen Quellen (Brennflecke) auf der Kathode vermischt hat und einen homogenen Hintergrund bildet.

In diesem Bereich suchen die Modelle von Seidel und Stefaniak [197], Robson [197] (Verbiegung der Plasmasäule führt zur Umkehrung des lokalen Magnetfeldes auf der Kathodenoberfläche), Tseskis [229] und Schrade [20, 194, 195] die Erklärung der retrograden Bewegung. Bei den beiden letzten Modellen führen MHD-Instabilitäten der Säule zum Zünden neuer Brennflecken in retrograder Richtung. Auch das Modell von Hermoch und Teichmann [90] ist in der Plasmasäule angesiedelt. Hierbei sollen durch das Magnetfeld hervorgerufene Transversalströme eine Plasmadrift in retrograder Richtung erklären.

Rothstein [187] nimmt als dominierenden Ladungsträger Löcher an. Diese würden durch das Magnetfeld in die retrograde Richtung abgelenkt werden.

Der bei vielen Experimenten beobachtete sehr schwache Einfluß des Elektrodenabstandes ist, wenn man den heutigen Erkenntnisstand berücksichtigt, auf den Einfluß der Säule zurückzuführen, da nahezu alle Versuche, die den Elektrodenabstand variieren, die Länge der Säule ändern. Eine Beeinflussung der Bereiche 1 bis 4 erfolgt durch die Variation des Elektrodenabstandes kaum, da das elektrische Feld über der Plasmasäule nur schwach variiert.

Die Konsequenz für die Untersuchungen und Modelle ist daher, daß eine Ursache für retrograde Bewegung nicht im Säulen- sondern Brennfleckbereich zu suchen und zu beschreiben ist.

Für die Diskussion älterer, nur noch schwer erhältlicher Arbeiten [75, 89, 91, 95, 139, 155, 238, 239] wird auf den Übersichtsartikel von Eidinger und Rieder verwiesen [66].

2.5.2 Modell von Drouet

Das Umgebungsgas hat zwei Angriffspunkte bei der retrograden Bewegung, es wirkt zum einen einer Expansion des Brennfleckplasmas entgegen [125, 173], zum anderen führt es zu einer Kontaminierung der Oberfläche [18, 19]. Der letztere Aspekt kann als entscheidender Faktor für die Bewegungsumkehr wohl ausgeschlossen werden, da die retrograde Bewegung anfänglich auf kontaminierten Oberflächen (Luft, Sauerstoff) beobachtet wurde.

Der erste Aspekt ist Grundlage der Theorie von Drouet [57, 59]. Es wird angenommen, daß das Brennfleckplasma bei der Expansion das Umgebungsgas wie Schnee vor einem Schneepflug vor sich her schiebt und dabei die kinetische Energie vom Brennfleckplasma auf das Umgebungsgas übertragen wird [60]. Die Folge ist eine symmetrische Behinderung der Plasmaexpansion, wie sie auch in experimentellen Arbeiten von Meunier und Drouet [153]

beobachtet wurde.

Als Ursache der retrograden Bewegung des Brennflecks wird ein asymmetrischer Einschluß des Plasmas angesehen, der sich wie folgt erklärt: Das Eigenmagnetfeld des Bogens hat, ähnlich wie beim Z-Pinch, das Bestreben, die Plasmaexpansion quer zur Stromrichtung zu behindern. Diese Asymmetrie spiegelt sich auch in der Stromdichte wider [30]. Jedoch ist beim Brennfleck der Plasmadruck so groß, daß die Expansion kaum beeinträchtigt wird [57]. Mit einem zusätzlichen transversalen Magnetfeld wird die das Confinement bewirkende Komponente des Magnetfeldes auf der retrograden Seite verstärkt und auf der Lorentz-Seite vermindert. Damit ist die Kraft, die sich der Plasmaexpansion entgegenstellt, asymmetrisch und folglich durch den besseren Plasmaeinschluß die Dichte auf der retrograden Seite größer.

Bei diesem Aspekt jedoch ist bemerkenswert, daß [73] eine Abhängigkeit des kritischen Drucks p_c vom ersten Resonanzpotential des Gases gefunden hat. Dies widerspricht der Annahme einer Behinderung der Expansion des Brennfleckplasmas durch das Gas, da hier eher eine Abhängigkeit von der Molekülmasse zu erwarten wäre.

2.5.3 Modell von Barengolts

In Übereinstimmung mit Kesaevs Regel stehen die Überlegungen von Barengolts et al. [22, 23]. Sie betrachten die stoßfreie Raumladungszone zwischen dem Plasma und der Kathode. Die Vlasov-Gleichung hat mit Lorentz- und Coulomb-Kraft die Form:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_\alpha + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\vec{E} + \frac{1}{c_0} \vec{v} \times \vec{B} \right) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} f_\alpha = 0 \quad (2.9)$$

Hierbei sind $f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)$, m_α und q_α die Einteilchen-Verteilungsfunktion, Masse und Ladung der Teilchensorte α (Elektronen aus dem Plasma, Elektronen aus der Oberfläche, Ionen), \vec{E} und \vec{H} elektrisches und magnetisches Feld, \vec{B} die magnetische Induktion. Mit den spitzen Klammern $\langle \chi \rangle_\alpha$ wird die Mittelung des Argumentes χ entsprechend der Verteilungsfunktion f_α bezeichnet.

Mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen und einer Mittelung über den Geschwindigkeitsraum erhält man den Ausdruck für Energieerhaltung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_\alpha \left\langle \frac{m_\alpha \vec{v}^2}{2} \right\rangle_\alpha + \frac{\varepsilon_0 \vec{E}^2 + \mu_0 \vec{H}^2}{2} \right) + \vec{\nabla} \cdot \left(\sum_\alpha \left\langle \frac{m_\alpha \vec{v}^2}{2} \vec{v} \right\rangle_\alpha + \vec{E} \times \vec{H} \right) = 0 \quad (2.10)$$

Um zu einer analytischen Lösung zu gelangen, wird angenommen, daß das elektrische Feld parallel zur Kathodenoberfläche vernachlässigbar ist und außerdem Zylindersymmetrie mit der Symmetrieachse im Brennfleck herrscht. Dies gilt natürlich nur für den Fall, daß das externe Magnetfeld kleiner als das Eigenmagnetfeld ist.

Damit gelangt man zu der Gleichung:

$$\sum_{\alpha} \left\langle \frac{m_{\alpha} \vec{v}^2}{2} \vec{v} \right\rangle \Big|_{\alpha}^0 + \frac{1}{r} \int_0^L \vec{E} \times \vec{H} dz = 0 \quad (2.11)$$

Der linke Term ist die Differenz der Flüsse an der Kathodenoberfläche ($z = 0$) und an der Grenze Plasma/Raumladungszone ($z = L$). Diese Gleichung zeigt, daß die kinetische Energie der Teilchen (1. Term) an die Energie des elektromagnetischen Feldes (2. Term) gekoppelt ist. Da das elektrische Feld entlang der Kathodenoberfläche annähernd konstant ist, hängt sie in erster Linie vom Magnetfeld $\vec{B} = \vec{B}_B + \vec{B}_{\text{ex}}$ ab. Ein höheres magnetisches Feld, wie es auf der retrograden Seite zu finden ist, wenn man äußeres und brennfleck-eigenes superpositioniert, führt daher zu einer höheren kinetischen Energie der Teilchen, die diese beim Aufprall auf die Oberfläche der Kathode wieder abgeben. Somit sind die Voraussetzungen für das Verdampfen einer Mikroschmelze auf der retrograden Seite günstiger als auf der Lorentz-Seite.

2.6 Der Ectonmechanismus

Wie in der Einleitung erwähnt, handelt es sich beim Vakuumbogen um ein Metaldampfplasma, welches aus dem Kathodenmaterial gebildet wird. Experimentelle Befunde belegen außerdem, daß die Brennfleckbewegung ein diskontinuierlicher Prozess ist. Ein Modell, welches die Brennfleckbewegung auf mikroskopischer Ebene beschreibt, muß daher eine diskontinuierliche Verdampfung von Oberflächenmaterial der Kathode beschreiben. Der Vorgang ist zyklisch, d.h. es erfolgt eine fortwährende Wiederholung von Verdampfung und Verlöschen [149].

Das erste Modell dieser Art stammt von Mesyats [35, 134, 146]. Es wird in seiner Grundidee bis heute verwendet. Die Prozesse, die jedoch mittlerweile im Modell berücksichtigt werden, lassen nur noch eine numerische Lösung der Gleichungen zu. Im Folgenden soll daher der Ectonmechanismus in einfacher Form erläutert werden, für detaillierte Berechnungen wird auf die entsprechenden Referenzen verwiesen.

In Anlehnung an die elektrische Explosion von Drähten bezeichnet Mesyats den zur Verdampfung gehörenden Elektronen-Emissionsprozess mit EEE (*explosive electron emission*) [152]. Unter Explosion wird hier eine Aufheizung mit anschliessender Verdampfung verstanden, die durch die folgenden Merkmale gekennzeichnet ist.

1. die Energie wird schneller zugeführt als sie durch Wärmeleitung abgeführt werden kann,
2. einen Energieeintrag, der die Schmelzwärme um mehrere Größenordnungen übersteigt, und
3. eine Aufheizrate größer 10^9 K/s

Der Begriff Explosion ist für chemische Reaktionen klar definiert, nämlich als eine schnelle endotherme Reaktion, jedoch bei physikalischen Prozessen nicht. Das Besondere bei der schnellen Verdampfung ist, daß die Teilchen eine viel höhere Energie aufnehmen als bei einer langsamen Erhitzung, weil sich die Bedingungen zur Dissipation mit steigender Temperatur und Expansion der Materials verschlechtern.

Um die Beschreibung von Drahtexplosionsexperimenten auf die Verdampfung von Mikrovolumina übertragen zu können, müssen die Aufheizraten größer als 10^{12} K/s sein.

Die Lebensdauer von Brennflecken und deren Bestandteilen (Fragmente) liegt im Bereich von $10^{-8} \dots 10^{-9}$ s. Da bei der Neuzündung eines Brennflecks festes Oberflächenmaterial verdampft wird und außerdem der Brennfleck auch an kalten Stellen (273 K), zündet, ist die Aufheizrate größer als $T_s/t_{BF} \approx 10^{12}$ K/s.

Durch schnelle und stark lokalisierte Zufuhr von Energie werden Mikrovolumina ($d = 2 \dots 10 \mu\text{m}$) der Kathodenoberfläche verdampft. Dabei entstehen Lawinen geladener Teilchen, die von Mesyats als Ectonen (Singular Ecton) bezeichnet werden.

Kriterium zur Zündung von Ectonen

Es kommt zur Verdampfung, wenn die zur Verdampfung spezifische Energie w_e in einer Zeit erreicht wird, die kleiner als die charakteristische Zeit τ_D ist, mit welcher die Energie dissipiert:

$$\frac{dw}{dt} > \frac{w_e}{\tau_D} \quad (2.12)$$

Die Größe w_e ist eine spezifische Energie, d.h. Energie pro Masse [J/kg]. w_e ist nicht mit der spezifischen Sublimationsenergie zu verwechseln, sondern übersteigt diese um ein Vielfaches. Numerische Rechnungen [152] liefern Werte für $w_e = 20 \dots 50$ MJ/kg. Die charakteristische Dissipationszeit läßt sich mit

$$\tau_D = \frac{d}{v_s} \quad (2.13)$$

abschätzen. v_s, d sind die Schallgeschwindigkeit und die lineare Abmessung der zu verdampfenden Struktur.

Wenn das Ecton gebildet wird, beträgt die Stromdichte $|\vec{j}| = 10^{13}$ A/m² [151]. Es erfolgt dann durch den hohen Strom eine schnelle Aufheizung, welche zur Verdampfung der Struktur führt. Die dabei erreichte Temperatur liegt bedeutend über der Schmelztemperatur der Kathode (etwa 10^4 K).

Hier unterscheidet sich das Modell von anderen, i. A. wird als obere Temperaturbegrenzung für Thermoemission die Schmelztemperatur der Kathode verwendet.

Der Strom durch Thermo(feld)emission (TFE) steigt rapide an. Dabei vergrößert sich die Verdampfungszone auf der Kathode. Die Wärmeenergie wird zum einen zur Verdampfung des Materials verbraucht, zum anderen wird dadurch, daß das verdampfte Material sich von der Kathode entfernt, Energie aus der Kathode dissipiert. Auf diese Weise wird die Ecton-Region wieder gekühlt, was zu einer Verringerung der Stromdichte führt. Eine Verringerung der Stromdichte führt wiederum zu einer Verringerung der Temperatur.

Die Stromdichte wird bei Mesyats durch die Richardson-Gleichung beschrieben (Φ Austrittsarbeit, $A_0 = 1.2 \times 10^6$ A m⁻² K⁻² Richardson-, k_B Boltzmann-Konstante).

$$j = A_0 T^2 e^{-\frac{\Phi}{k_B T}} \quad (2.14)$$

Ein Zyklus besteht aus den folgenden Schritten:

1. Ecton-Operation

(a) Aufheizen

- lokale Erwärmung
- erhöhter TFE-Strom
- erhöhte Leistungsumsetzung

(b) Verdampfen

- (c) adiabatische Expansion
- (d) Verlöschen

2. Ionenfluß ins Kathodengebiet

Aufheizen und Verdampfen

Zur Vereinfachung der analytischen Betrachtung führt Mesyats die Größe \bar{h} , die spezifische Wirkung, ein:

$$\bar{h} = \int_0^{t_{ev}} \vec{j}^2 dt \quad (2.15)$$

Diese Größe ist für viele Metalle eine Materialkonstante, sie wird in $A^2 m^{-4} s$ angegeben. Bei Kupfer beträgt $\bar{h} = 40 A^2 m^{-4} s$ [152]. Mit der klassischen Annahme, daß der Leiter mit der Dichte ρ und dem spezifischen Widerstand κ_0 bei T_0 , wobei $\kappa(T) = \kappa_0 T$, bei einer kritischen Temperatur T_{ev} explodiert, läßt sich \bar{h} aus

$$\bar{h} = \frac{\rho c}{\kappa_0} \ln \frac{T_{ev}}{T_0} \quad (2.16)$$

bestimmen. Dabei wird die Änderung der Leitfähigkeit mit der Dichte berücksichtigt.

Adiabatische Expansion

Die in das Mikrovolumen eingebrachte spezifische Energie w_e wird abzüglich der spezifischen Sublimationsenergie in kinetische Energie der Plasmapartikel umgesetzt. Wenn der Radius der gebildeten Plasmawolke wesentlich größer als der der verdampften Mikrostruktur ist, kann man davon ausgehen, daß wegen des sinkenden Stromes auch die Energieeinkopplung vernachlässigbar wird. Dadurch erfolgt keine weitere Beschleunigung der auseinanderfliegenden Teilchen durch die Joule-Heizung. Das verdampfte Kathodenmaterial expandiert adiabatisch. Aus der Energieerhaltung läßt sich die Expansionsgeschwindigkeit der äußeren Plasmaschicht bestimmen:

$$v_x = \sqrt{\frac{4\gamma w_e}{\gamma - 1}} \quad (2.17)$$

Mit $\gamma = 1.24$ [150, 246]. Für Wolfram, Molybdän und Kupfer ist $v_x = 1 \dots 2 \times 10^4$ m/s.

Entstehung der Mikrospitzen

Durch den hohen Druck ($10^9 \dots 10^{10}$ Pa, [150]) des Plasmas unmittelbar über dem Krater wird die im Krater befindliche Schmelze in Jets flüssigen Metalles herausgeschleudert. Da die Schmelze schnell erstarrt, sieht man im Elektronenmikroskop sehr gut die dabei entstehenden Mikrospitzen (Abbildungen 2.7 und 2.6).

Auch bei flüssigen Kathoden (Quecksilber), bilden sich unter dem Einfluß des elektrischen Feldes ab einer bestimmten Feldstärke Buckel auf der Kathodenoberfläche [228], die weiter anwachsen, da an einer solchen gestörten Stelle das elektrische Feld lokal erhöht wird und mit der Störung zunimmt.

Eine Bemerkung zum Typ I: Hierbei stünde der eben erklärte Mechanismus im Widerspruch zur Aussage, daß die Elementarschrittweite wesentlich grösser als der Kraterradius ist. Deshalb wird das Ecton-Modell dahingehend modifiziert, daß die Zündung von Ectonen erfolgt, wenn dielektrische Filme auf der Oberfläche durch Ionen aufgeladen werden, bis an der Stelle des höchsten elektrischen Feldes ein Durchschlag erfolgt. Die weitere Entwicklung ist dann wie oben erläutert.

Mesyats operiert mit dem Begriff Brennfleck, jedoch lassen sich seine Berechnungen und Aussagen auch auf die Fragmente übertragen. Das Ectonenmodell liefert auch die Grundlage zu numerischen Rechnungen, welche die Stromdichte in Brennflecken (zwei Raumkoordinaten) ermitteln [136, 201, 202, 203]. Diese Simulationen bilden die Grundlage der Argumentation von Shmelev und Litvinov [204]: Durch den auf der retrograden Seite höheren Druck wird dort mehr Material aus der Schmelze des Kraters herausgeschleudert. Damit sind bessere Bedingungen (Mikrospitzen) zur Bildung eines neuen Ectons auf der retrograden Seite gegeben, was in einer Bevorzugung der Bewegung des Brennflecks in retrograder Richtung führt. Dieses rein qualitative Modell zur Erklärung der retrograden Bewegung versagt jedoch bei den Brennflecken des Typs I, wie oben bereits erläutert wurde.

Andere Modelle berücksichtigen bei der Aufheizung der Mikrovolumina die auch experimentell [105] untermauerte Ionenheizung, d.h. die Energiezufuhr durch Ionen aus dem Plasma [129, 164, 193].

Das Modell von Mesyats ist nicht das einzige, welches die Explosivemission als Grundlage nutzt. Hess [92] berechnet grundlegende Plasmamaparameter (Elektronentemperatur, Druck in Brennfleck) unter der Annahme von isochorer Aufheizung eines Mikrovolumens und anschliessender Verdampfung. Als Eingangsparameter dienen dabei experimentelle Befunde.

Modell von Daalder

Bei Daalder [50] ist die positive Raumladungszone wesentlich größer als der Kraterdurchmesser. Infolgedessen werden auch Gebiete weit außerhalb des Kraters durch die zurückströmenden Ionen aufgeheizt. Dieser Mechanismus dient dann jedoch nur zur Zündung neuer Emissionszentren, d.h. durch die Ionenheizung werden Mikrospitzen aufgeheizt, die dann einen Thermofeldemissionstrom emittieren. Auf Grund des in der Mikrospitze fließenden Stromes wird diese mittels Joulescher Heizung schnell erhitzt und verdampft. Dieses Modell unterscheidet sich vom Ectonen-Modell dadurch, daß es pro Zyklus größere Elementarschrittweiten gestattet, die über den Kraterradius hinausgehen. Insbesondere für Typ-I-Brennflecken ist dies wichtig.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Im folgenden werden zuerst die benutzten Entladungsgefäße und Kathodenmaterialien vorgestellt (Abschnitt 3.1). Da die verwendete Diagnostik bei verschiedenen Entladungsgefäßen gleich war, wird im Anschluß an die Beschreibung der Entladungsgefäße die Diagnostik und deren Grenzen (Abschnitt 3.2) besprochen und zuletzt eine Aufstellung gegeben, welche Diagnostik mit welchen Entladungsgefäßen kombiniert wurde. Eine detaillierte Übersicht aller Versuchsbedingungen findet sich im Anhang A.

Es wurden die folgenden Experimente durchgeführt:

1. mikroskopische Untersuchung (Aufbau A, C)
 - Verhalten der Fragmente im transversalen Magnetfeld
 - Verhalten des Einzelfragments
2. mesoskopische Untersuchung (Aufbau B, C)
 - Elementarschrittweiten der retrograden Bewegung
 - Brennfleck-Geschwindigkeit
 - Elementarwinkel bei der Robsondrift
 - Plasmajets
3. makroskopische Untersuchungen (Aufbau B)
 - Temperaturabhängigkeit der retrograden Bewegung/Robsondrift
 - Verhalten bei Änderung des Axialfeldes ($B_{\parallel} \rightarrow -B_{\parallel}$)
 - Plasma im Magnetfeld

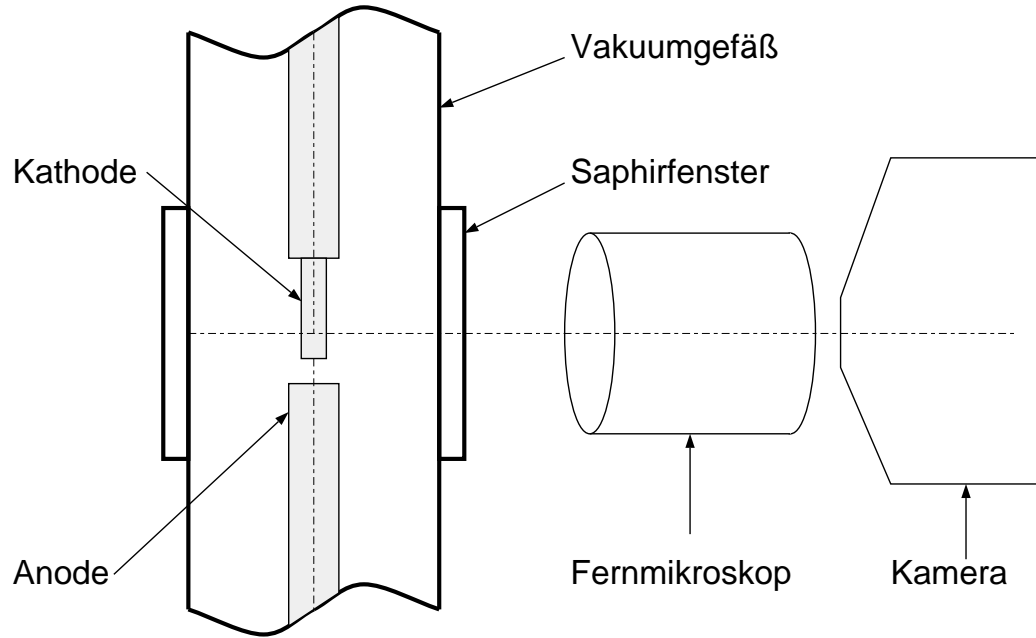


Abbildung 3.1: Beobachtungsanordnung bei der Drahtkathode

3.1 Elektrodensysteme

3.1.1 Aufbau A: Drahtkathode

Zur Untersuchung der mikroskopischen Struktur der Brennfleckbewegung wurde eine Konfiguration, wie sie Abbildung 3.1 zeigt, benutzt. Kathode und Anode sind aus Kupfer gefertigt und nach dem Einbau durch Ausheizen und anschließendes Bogenformieren gereinigt worden. Der Druck im Entladungsgefäß ist kleiner als 10^{-6} Pa. Der Durchmesser der Kathode beträgt $750\text{ }\mu\text{m}$. Es ist notwendig, eine derart kleine Kathode zu verwenden, damit der Bereich, in dem die Brennflecke auftreten, nicht wesentlich größer als der Beobachtungsausschnitt der Kamera ist.

Die Entladung wird durch einen Kondensator $C_A = 1 \dots 2\text{ }\mu\text{F}$ gespeist, der bis auf 10 kV geladen wird. Mit Hilfe unterschiedlicher Vorwiderstände R_A lassen sich Strom (maximal 70 A) und Entladungsdauer (maximal 2 ms) einstellen (Abbildung 3.2). Der Elektrodenabstand beträgt 100 bis $200\text{ }\mu\text{m}$.

Die Entladung wird durch ein Saphirfenster mit UV-tauglicher Optik (Fernmikroskop Questar QM100 und Hochgeschwindigkeitskamera Imacon

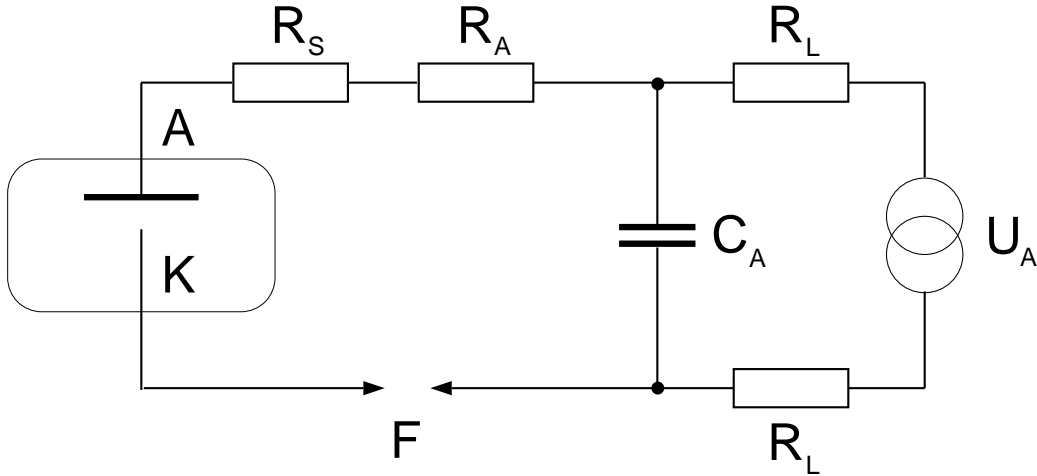


Abbildung 3.2: Prinzipschaltbild Aufbau A: A — Anode, K — Kathode, U_A , C_A , R_A — Bogen-Spannungsquelle, Kondensator und Widerstand zur Strombegrenzung, R_S — Shunt zur Messung des Bogenstromes, R_L — hoch-ohmiger Ladewiderstand, F — Funkenstrecke

468) beobachtet (Abbildung 3.1). Die Aufnahmetechnik wird im Detail im Abschnitt 3.2 erläutert.

In der benutzten Anordnung werden die Brennflecke auf der Kathodenspitze (Abbildung 3.3 Position A) mittels Durchschlag gezündet. Um jedoch ihre Bewegung im Magnetfeld untersuchen zu können, ist es notwendig, daß man wartet, bis die Brennflecke an den Rand der Kathode laufen. Dort wird ein transversales Magnetfeld $\vec{B}_{\text{ex}} = \vec{B}_{\perp}$ benötigt. Es ist hierbei nicht möglich, mit einem statischen Magnetfeld zu arbeiten, weil dieses zum Zündzeitpunkt axial zur Stromrichtung steht und damit bewirkt, daß die Brennflecke die Kathodenspitze nicht verlassen (Position A). Demzufolge ist es notwendig, das Magnetfeld dynamisch zu erzeugen. Es wird mit einer Doppelspule realisiert und im Moment des Durchschlages zugeschaltet. Je nach Beobachtungszeitpunkt beträgt es zwischen 100 mT und 500 mT.

Das Magnetfeld ergibt sich aus der Überlagerung der Felder der beiden koaxial angeordneten Zylinderspulen mit jeweils $N_W = 182$ Windungen. Ihr Radius beträgt $r_W = 65$ mm und ihre Länge $l_W = 25$ mm.

Bei kurzen Zylinderspulen ($r_W \approx l_W$) berechnet sich das Magnetfeld im

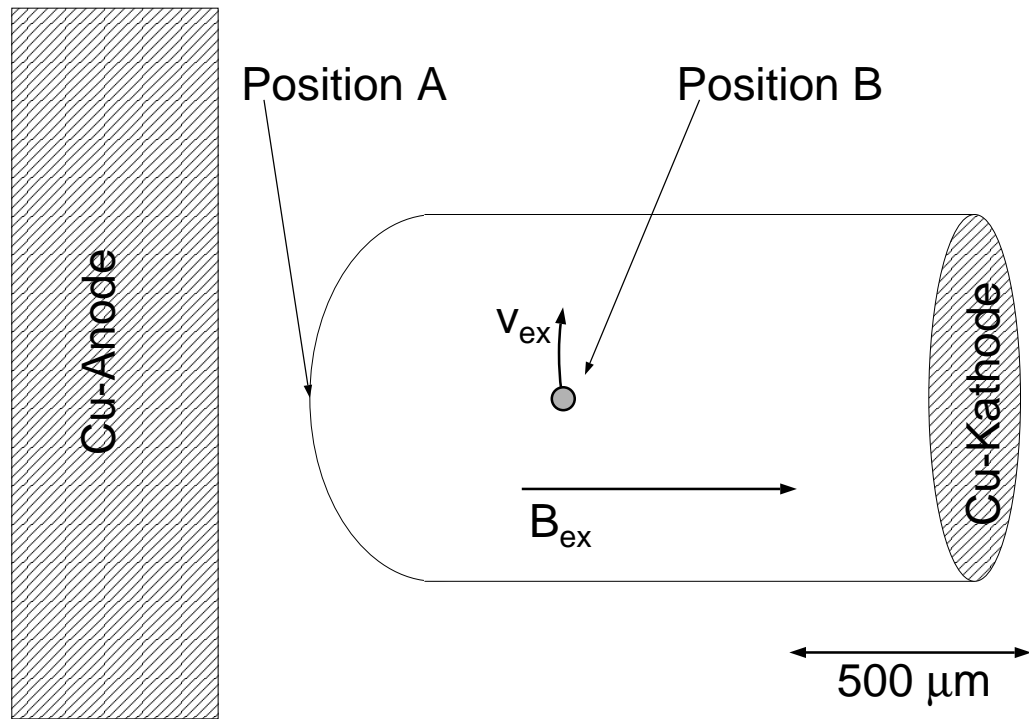


Abbildung 3.3: Magnetfeldrichtung bei der Drahtkathode: B_{ex} — externes Magnetfeld, transversal zur Stromrichtung in Position B und Geschwindigkeit v_{ex} durch externes Magnetfeld.

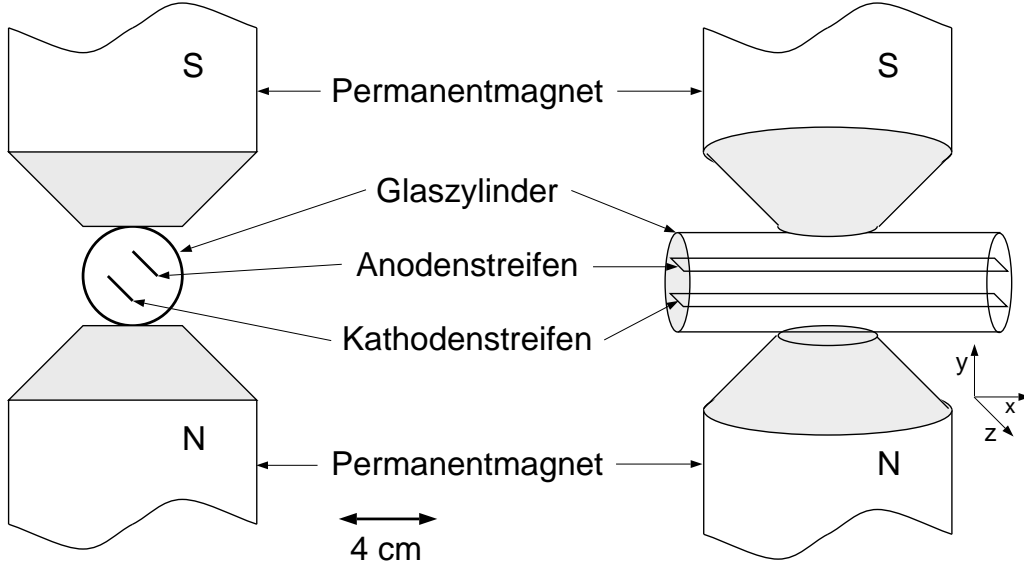


Abbildung 3.4: Aufbau des Entladungsgefäßes mit beheizbarer Kathode: Ausschnitt mit der Kathode und der Anode. Die Glasröhre setzt sich nach links und rechts fort. Der Triggerstift wurde der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet. Die rechte Abbildung zeigt die Anordnung so, wie sie von der Kamera gesehen wird.

Zentrum der Spule näherungsweise zu

$$B_{\text{ex}} = \mu_0 N_W \frac{I_{MF}}{\sqrt{4r_W^2 + l_W^2}} \quad (3.1)$$

Diese Formel enthält die bekannten Spezialfälle einer unendlich langen Zylinderspule ($l_W \gg r_W$) und der Ringspule mit einer Windung ($l_W \rightarrow 0$, $N_W = 1$). Für die Parameter unseres Aufbaus erhält man eine Proportionalitätskonstante von 3.45 mT/A.

3.1.2 Aufbau B: Heizbare Kathode

Bei einem Druck von $p = 10^{-6}$ Pa wurde die Brennfleckbewegung im Magnetfeld auf einer heizbaren Kathode untersucht. Anode und Kathode sind aus Molybdän bzw. Tantal gefertigt und in einem Abstand von 1 bis 10 mm angebracht (Abbildung 3.4). Die Kathode ist ein 50 μm dicker und 6 bis

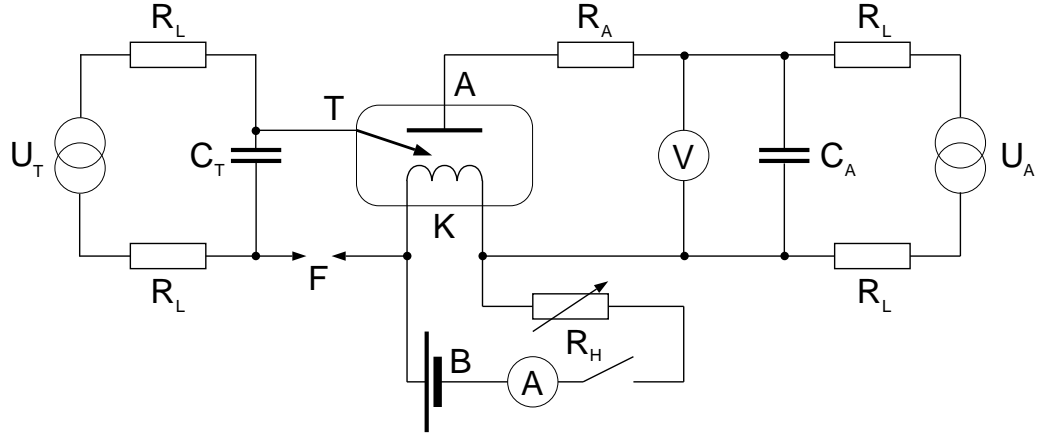


Abbildung 3.5: Schaltung geheizte Kathode: A — Anode, K — Kathode, T — Triggerstift, U_T , C_T — Triggerspannungsquelle und -kondensator, R_A , U_A , C_A — Widerstand zur Strombegrenzung, Bogen-Spannungsquelle und -kondensator, B — Batterie des Heizkreises, R_L — hochohmige Ladewiderstände, F — Funkenstrecke.

12 mm breiter Metallstreifen, der an beiden Enden mit Anschlüssen für den Heizstrom versehen ist. Die Eigenschaften der Kathodenmaterialien zeigt Tabelle A.1 im Anhang. Das Entladungsgefäß ist ein evakuierter Glaskolben, an dem bei den Experimenten mit der Molybdän-Kathode eine Ionengetterpumpe und bei den Experimenten mit der Tantal-Kathode eine Turbomolekularpumpe angeschlossen ist.

Die Zündung des Bogenplasmas erfolgt zum Teil über einen Triggerstift, der über ein Keramikplättchen auf der Kathode aufliegt. Die Zündspannung des Triggerkreises wird über die Funkenstrecke F festgelegt (Abbildung 3.5). Es wurde mit Zündspannungen zwischen 6 und 12 kV gearbeitet. Bei höheren Temperaturen wurde zur Durchschlagszündung übergegangen.

Der Kathoden-Anoden-Kreis wird ebenfalls aus einem Kondensator $C_A = 2 \mu\text{F}$ gespeist, der, nachdem das Triggerplasma die Anoden-Kathoden-Strecke kurzgeschlossen hat, über den Widerstand R_A entladen wird. Der Strom ist in erster Linie durch diesen Widerstand bestimmt und beträgt unmittelbar nach dem Zünden etwa 40 A. Der Strom fällt dann exponentiell bis zum Verlöschen des Bogens ab. Die Zeitkonstante der Entladung ist $R_A C_A = 650 \mu\text{s}$.

Als Spannungsquelle B für die Kathodenheizung erwies sich ein Akku-

mulator als günstig, da dieser nicht gegen Hochspannungsspitzen geschützt werden mußte. Der Heizstrom wurde zwischen 15 und 40 A variiert. Durch Verkleinerung der Kathode konnten bei Tantal Temperaturen bis zu 2100 K erreicht werden. Bei Temperaturen ab 1600 K wurde nur mit Durchschlagszündung gearbeitet. Dazu wurde der Elektrodenabstand verringert. Der Triggerkreis entfällt dabei. Jedoch ist dann eine Funkenstrecke in Reihe zu R_A nötig, um eine vorzeitige Entladung des Kondensators C_A durch Thermofeldemission zu vermeiden.

Die Schmelztemperaturen von Molybdän und Tantal zeigt Tabelle A.1 im Anhang. Die Eichung der Temperatur erfolgte mit Hilfe eines Teilstrahlungs-pyrometers. Dabei ist zu beachten, daß die mit dem Pyrometer bestimmten Temperaturen unter den wahren liegen, da die Wand der Glasröhre durch verdampftes Kathodenmaterial bereits etwas geschwärzt war und somit einen Teil der Strahlung absorbierte. Die gemessenen Temperaturen des schwarzen Körpers wurden in die wahren Temperaturen für Molybdän und Tantal umgerechnet [53, 69]. Die untere Grenze der Temperaturmessung liegt bei 600 K, wo die Rotglut der Kathode gerade noch mit dem Glühdraht des Pyrometers vergleichbar ist.

Das Entladungsgefäß befindet sich in dem Feld eines Permanentmagneten von 360 mT. Kathode und Anode sind durch Drehung des Entladungsgefäßes um 45° gekippt (Abbildung 3.4 links), so daß transversales und axiales Magnetfeld gleich groß sind.

Die Triggerung der Kamera erfolgte über eine Antenne in der Nähe der Funkenstrecke. Die Aufnahmen wurden in erster Linie mit der PCO-Kamera gemacht.

3.1.3 Aufbau C: Plan-Kathode

Bei einem Druck von $p = 10^{-6}$ Pa wurde die Brennfleckbewegung im Magnetfeld eines Permanentmagneten auf einer Kupferkathode untersucht. Das Magnetfeld von $B_\perp = 420$ mT stand transversal zur Stromrichtung.

Das Entladungsgefäß ist mit einem Glasfenster und in späteren Experimenten mit einem Saphirfenster versehen (Abbildung 3.6). Die Kathode ist ein $500\text{ }\mu\text{m}$ dicker und 10 mm breiter Kupferstreifen, die Anode besteht aus einer Drahtschleife, durch sie hindurch wird die Kathode beobachtet (Abbildung 3.7).

Die Entladung wird durch einen Kondensator $C_A = 1 \dots 2\text{ }\mu\text{F}$ gespeist, der bis auf 12 kV geladen wird. Mit Hilfe unterschiedlicher Vorwiderstände

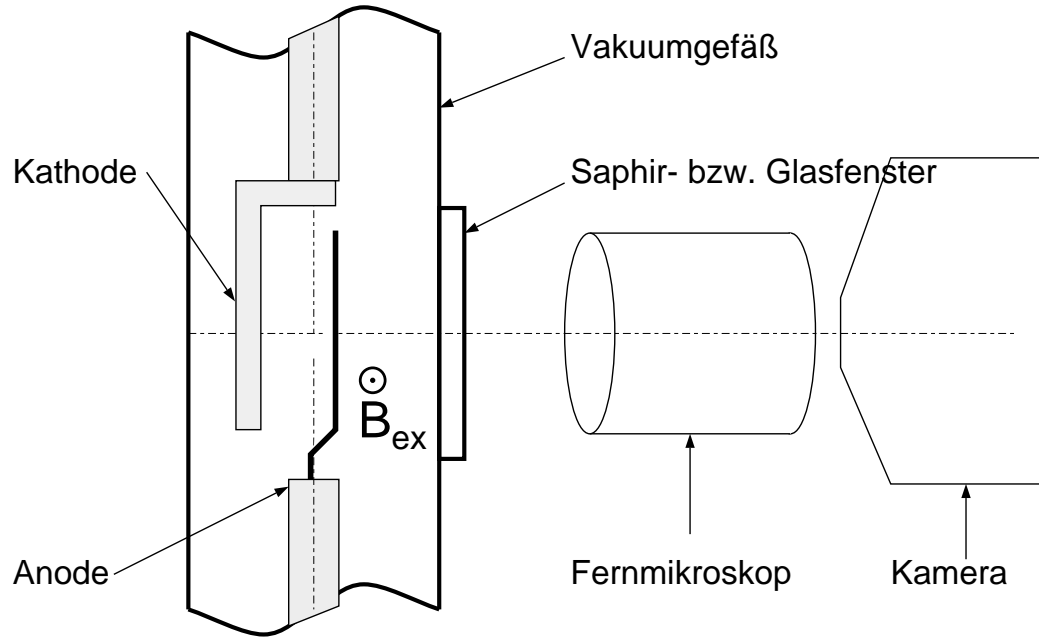


Abbildung 3.6: Beobachtungsanordnung bei der Plan-Kathode

R_A lassen sich Strom (maximal 100 A) und Entladungsdauer (bis zu 800 μs) einstellen. Der Elektrodenabstand beträgt 100 bis 2000 μm . Die Zündung des Bogenplasmas erfolgt über einen Durchschlag. Der Strom fällt nach der Zündung exponentiell bis zum Verlöschen des Bogens ab. Die Zeitkonstante der Entladung ist $R_A C_A = 170 \dots 800 \mu\text{s}$.

Die Triggerung der Kamera erfolgte über eine Antenne neben der Kathodenzuleitung. Es wurden beide Richtungen des Transversalfeldes untersucht, um Geometrieeffekte auszuschließen.

Die Entladungen wurden mit der Imacon-Kamera, zum Teil mit dem 150 mm-Nikon-Objektiv und zum Teil mit dem Fernmikroskop QM100 aufgenommen.

3.2 Optische Diagnostik

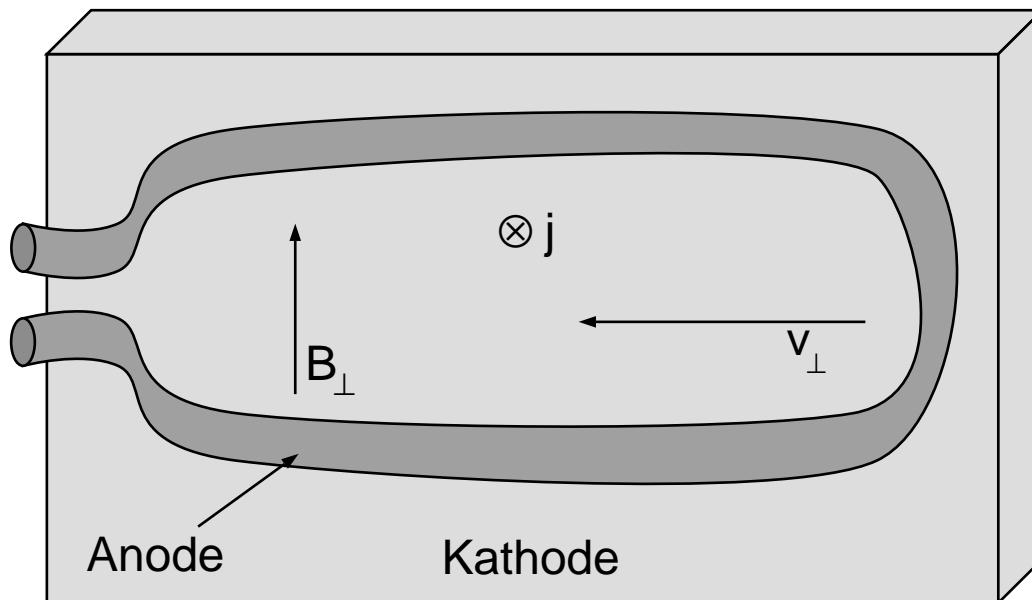


Abbildung 3.7: Magnetfeldrichtung bei der Plan-Kathode: Die Entladung wird am rechten Bildrand gezündet, der Brennfleck läuft dann retrograd nach links. Der Bildausschnitt entspricht etwa dem der Kombination Imacon und 150 mm-Objektiv.

3.2.1 Prinzipien und Geräte

Optische Bildverstärker

Der Einsatz eines optischer Bildverstärkers mit einer CCD-Kamera (ICCD) bietet zwei Vorteile:

- Gating (derzeit bis zu 2 ns)
- Verstärkung schwacher Signale

Eine ICCD-Einheit besteht aus den folgenden Komponenten (Abbildung 3.8):

1. Photokathode
2. Mehrkanalplatte
3. Leuchtschirm
4. Reduziereinheit (Taper oder Optik)
5. CCD-Matrix

Dabei nehmen die Einheiten 1 bis 3 die eigentliche Bildverstärkung vor.

Über die Photokathode wird das optische Bild in ein Elektronenbild umgewandelt, welches in einer Mehrkanalplatte (Multichannel Plate, MCP) verstärkt wird. Der Leuchtschirm wandelt das Elektronenbild wieder in ein optisches um, welches von der CCD-Matrix in ein Ladungsbild verwandelt wird. Dieses kann anschliessend ausgelesen werden und wird meist digitalisiert.

Begrenzt man das Bild auf der Photokathode auf einen schmalen Streifen und ersetzt den MCP durch eine Ablenkeinrichtung, welche das Elektronenbild des Streifens während der Aufnahme senkrecht verschiebt, so erhält man das Prinzip der Streakkamera (Abschnitt 3.2.1).

Die Abstände zwischen Photokathode und MCP, sowie MCP und Leuchtschirm sind um eine entsprechend scharfe Abbildung zu erhalten sehr gering gehalten (150 ... 200 μm bzw. 0.5 ... 1.2 mm). Man spricht daher auch von Nahfokus-Bildverstärkern.

Die Einheit aus Photokathode, MCP und Leuchtschirm ist evakuiert. Der Restdruck beträgt etwa 10^{-4} Pa [165]. Zumeist liegt der Leuchtschirm auf Erdpotential, um den CCD-Chip vor Bögen zu schützen.

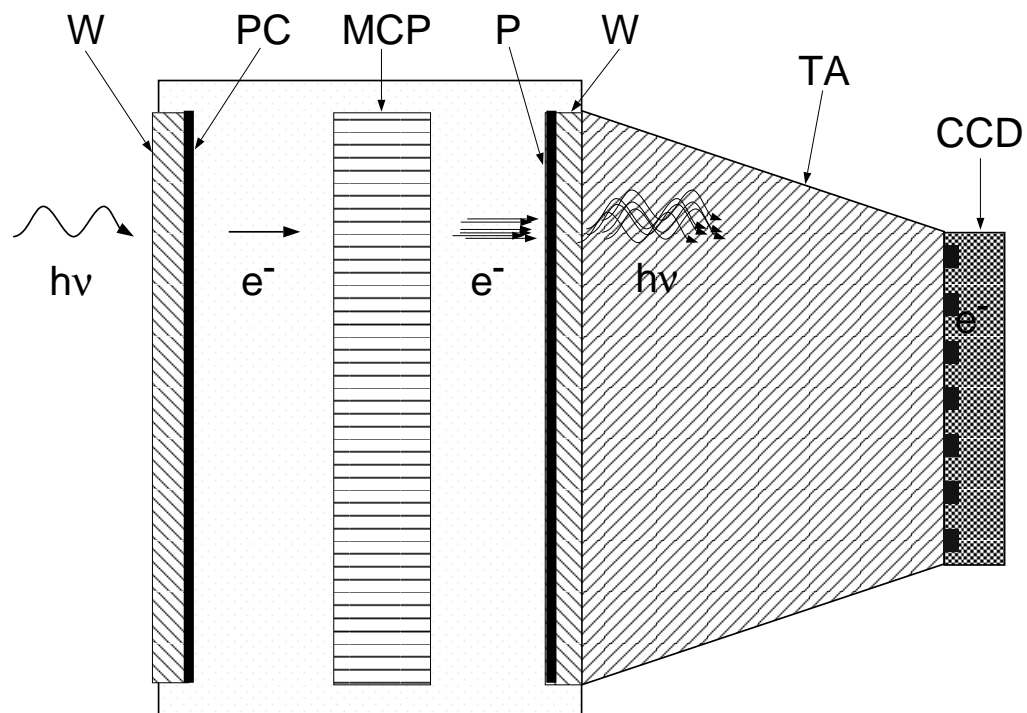


Abbildung 3.8: Komponenten eines Bildverstärkers: W — Fenster, PC — Photokathode, MCP — Mehrkanalplatte, P — Leuchtschirm, TA — Taper, CCD — CCD-Matrix.

Photokathode

Funktionsweise: Ein auf die Photokathode PC auftreffendes Photon löst aus dieser mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein Elektron aus, welches in einem elektrischen Feld von etwa 10^6 V/m zum MCP beschleunigt wird. Die Wahrscheinlichkeit mit der ein Photon ein Photoelektron erzeugt, wird als Quanteneffizienz (QE) bezeichnet und ist von der Wellenlänge abhängig. In Abbildung 3.9 ist die Quanteneffizienz einiger häufig verwendeter Kathoden zu sehen.

Durch Anlegen einer positiven Spannung (+40 . . . + 80 V) an der Photokathode wird verhindert, daß sich die Elektronen von der Kathode entfernen können. Durch Anlegen eines negativen Pulses (−260 . . . − 180 V) läßt sich die Photokathode aktivieren. Man erreicht dabei sehr kurze Zeiten von typischerweise 2 ns. Spezielle Konfigurationen [96, 97] gestatten sogar Zeiten unterhalb 1 ns.

Das Austasten (Gating) der Photokathode gestattet bei der Aufnahme einmaliger Ereignisse, Phosphorbeschichtungen des Leuchtschirms zu verwenden, die Abklingzeiten oberhalb der Belichtungszeit (= *gate time*) besitzen.

Die Photokathode ist das die spektrale Empfindlichkeit bestimmende Element. Die untere Wellenlängenbegrenzung ist zumeist durch das Eintrittsfenster (siehe Abbildung 3.10) gegeben, die obere durch die Austrittsarbeit des Kathodenmaterials.

Die Energie eines Photons im VIS beträgt wellenlängenabhängig einige eV. Damit ist die kinetische Energie, die ein Photoelektron nach seiner Erzeugung besitzt, vernachlässigbar im Vergleich zu der Energie, die es bei der Beschleunigung zum MCP aufnimmt (etwa 200 eV). Das heißt, daß durch die Quanteneffizienz der Photokathode und die Transmission des Eintrittsfensters die Wellenlängenabhängigkeit der gemessenen Intensität vollständig bestimmt ist.

Für UV-empfindliche Detektoren werden Eingangsfenster aus Quarz oder MgF_2 verwendet, mit denen man die untere Grenze der Transmission bis zu Wellenlängen von 180 nm bzw. 120 nm senken kann. Die Imacon 468 ist mit einer S-20-Photokathode ausgerüstet, die wegen der UV-Sensibilisierung der Kamera mit einem Quarzfenster versehen ist.

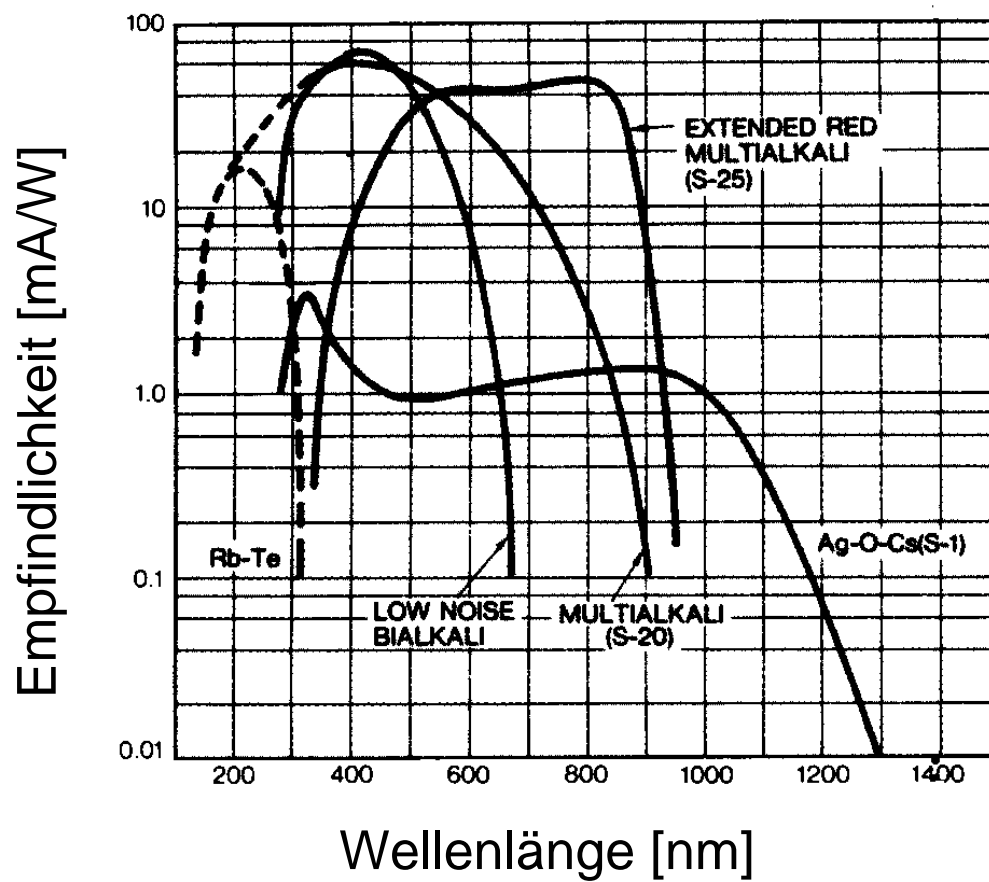


Abbildung 3.9: Empfindlichkeit verschiedener Photokathoden. Die gestrichelten Bereiche sind nur bei einem entsprechenden Eingangsfenster zu realisieren. Quelle [165].

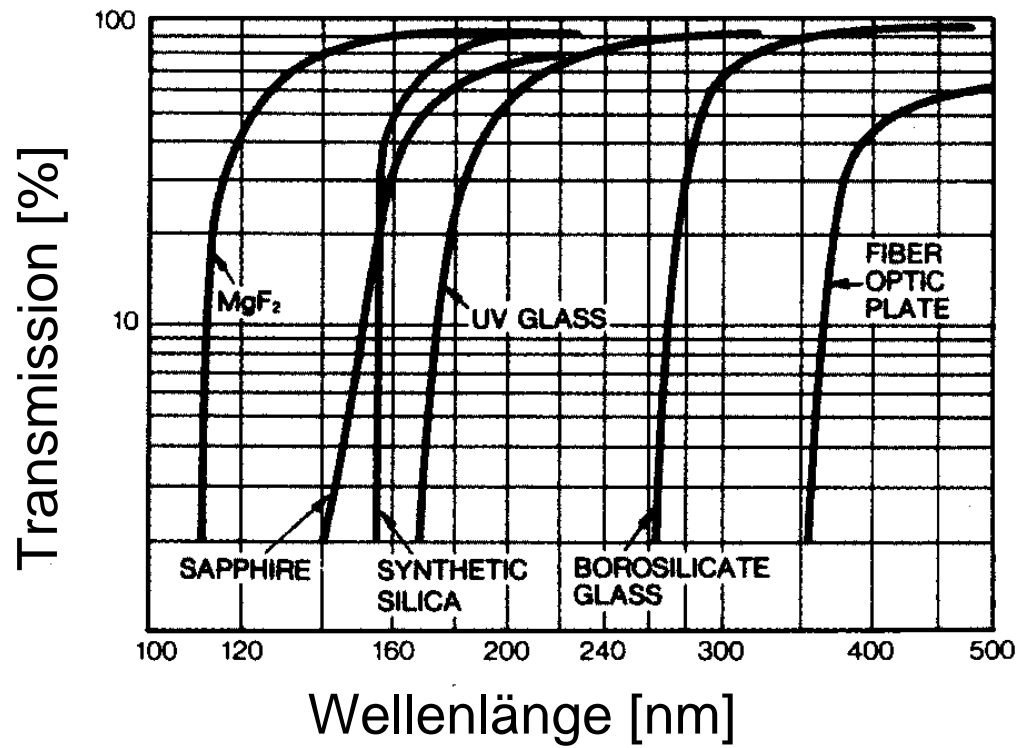


Abbildung 3.10: Transmission verschiedener Glasarten. Quelle [165].

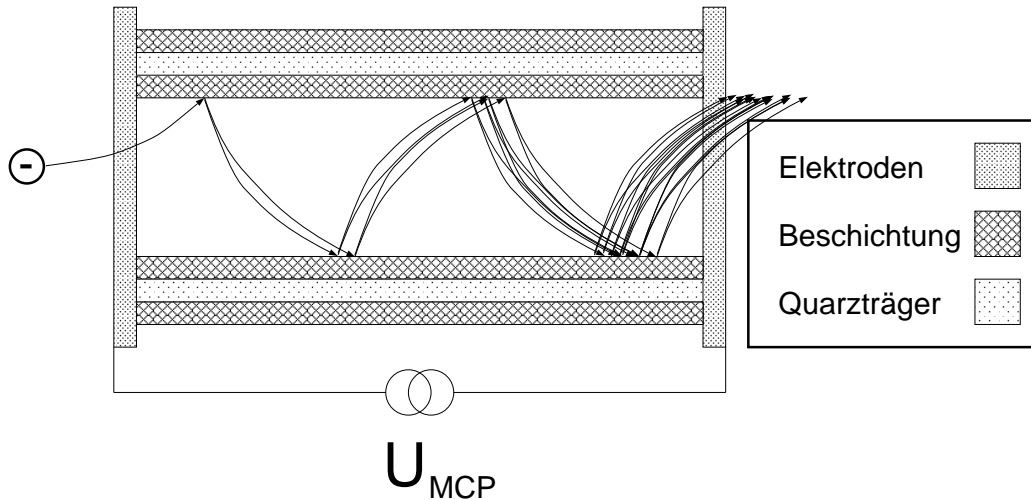


Abbildung 3.11: Elektronenvervielfachung bei einem einzelnen Kanal einer Mehrkanalplatte

Mehrkanalplatte

Der MCP dient zur Verstärkung des von der Photokathode erzeugten Elektronenbildes. Ein MCP besteht aus $10^6 \dots 10^7$ möglichst eng gepackten Bündeln kleiner Quarzröhren mit $10 \dots 20 \mu\text{m}$ Durchmesser und $0.5 \dots 1 \text{ mm}$ Länge. Jede dieser Röhren (Abbildung 3.11) ist inwandig mit einem Halbleitermaterial beschichtet, welches eine hohe Sekundärelektronenausbeute besitzt. Zwischen der Eingangs- und Austrittsöffnung wird eine Spannung von $0 \dots 1 \text{ kV}$ angelegt. Über die Variation dieser Spannung wird die Verstärkung des Bildes, also die Anzahl der von einem Photoelektron erzeugten Sekundärelektronen, reguliert. Sie beträgt typischerweise bis zu 10^4 , mit kaskadierten MCP auch bis zu 10^6 .

Die Sekundärelektronen werden dann in einem dem MCP nachgeschalteten Feld von etwa 10^7 V/m auf einen Leuchtschirm beschleunigt.

Um als elektronischer Verschluss zu dienen, ist der MCP zu langsam, da sich die verwendete Spannung mit den üblichen Mitteln nur im Bereich mehrerer 100 ns schalten läßt.

Die Verstärkung ist neben der Spannung zwischen den MCP-Elektroden von dem Verhältnis der Länge des Kanals zur Größe der Eintrittsöffnung abhängig. Außerdem ist die absolute Empfindlichkeit von dem Winkel des Kanals zur Kathode, und dem Verhältnis zwischen verstärkender Fläche (Ein-

trittsöffnungen) und toter Fläche (Elektrode und Quarz) abhängig. Der Anteil der verstärkenden Fläche ist meist um 60%.

Die Durchflugszeit, d.h. die Zeit zwischen dem Eintreffen eines Elektrons und dem Austritt der Elektronenlawine kann bis auf 20 ps reduziert werden.

Leuchtschirm

Die vervielfachten Elektronen werden zum Schirm P beschleunigt und regen diesen zum Leuchten im sichtbaren Bereich des Lichts an.

Neben dem Wellenlängenbereich in den der Leuchtschirm P das Elektronenbild konvertiert, ist noch die Abklingzeit der Intensität von Bedeutung. Die Abklingzeit bewegt sich zwischen 2 ns bei der Beschichtung P46 ($\text{Y}_3\text{SiO}_5\text{:Ce}$) und 1 ms bei P43 ($\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$) [47]. Die im Versuch verwendete Kamera Imacon 468 nutzt den Phosphor P20. Die Abklingzeit spielt dann eine Rolle, wenn es erforderlich ist, die CCD-Matrix schnell auszulesen oder wenn in Zeiträumen unterhalb der Abklingzeit ein weiteres Mal belichtet werden soll.

Die Reduziereinheit

hat neben der Aufgabe die optische Kopplung des MCP an den CCD-Chip zu realisieren, den Zweck, die Bildgröße vom MCP (Durchmesser 18 mm oder 25 mm) auf den CCD-Chip zu reduzieren. Das geschieht entweder über ein Linsensystem oder ein sich verjüngendes Glasfaserbündel (Taper).

Taper zeichnen sich durch eine hohe Transmission 50...80 % [165] aus. Auch die verwendete Kamera Imacon 468 benutzt Taper zur Kopplung.

CCD-Matrix

Auf einem Halbleitermaterial werden durch eintreffende Photonen Elektronen ins Leitungsband gehoben und in einem topfähnlichen Potential akkumuliert. Pro Pixel existiert auf der CCD-Matrix ein solcher Potentialtopf, in dem mehr als 10^6 Elektronen gespeichert werden können. Solange Licht auf einen Pixel fällt, werden Ladungen akkumuliert. Dieser Vorgang ist bis zur Sättigung des Pixels linear, aber wellenlängenabhängig (QE).

Zum Auslesen werden die Ladungen vertikal und horizontal verschoben. Zuerst gelangt eine Reihe in ein Schieberegister, dann wird dieses Pixel um Pixel ausgelesen und jeder Pixel einzeln digitalisiert. Dieser Vorgang ist die größte Einschränkung bei der Aufnahme schneller Vorgänge. Schon bei

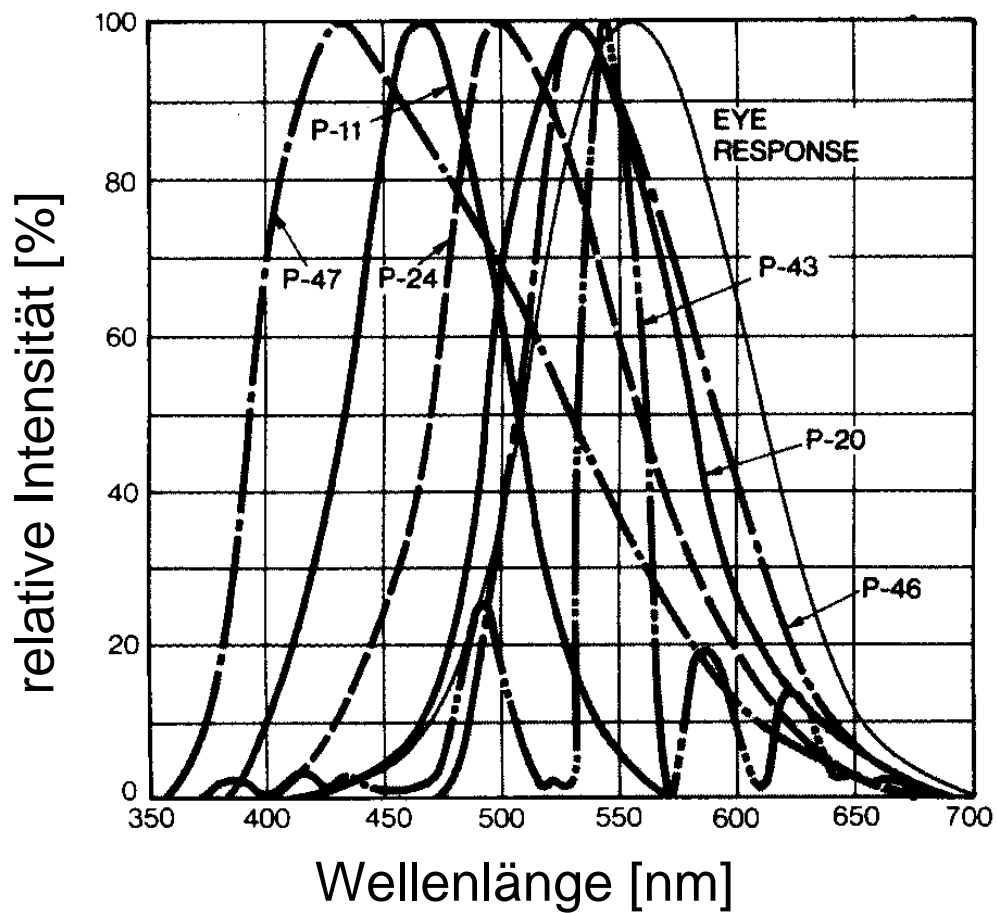


Abbildung 3.12: Empfindlichkeitskurven verschiedener kommerzieller Phosphorarten, Quelle [165].

Objektabstand [cm]	35.5	24.4	15.0
numerische Apertur $NA = \frac{1}{2f\#}$	0.083	0.115	0.142

Tabelle 3.1: Apertur des QM100 bei verschiedenem Objektabstand

normalen CCD-Kameras hat man heutzutage etwa eine Million Bildpunkte. Bei Digitalisierungsraten von 1 . . . 10 MHz nimmt die Umsetzung eines Bildes schon 1 . . . 10 ms in Anspruch. Das ist für die meisten Kurzzeit-Anwendungen nicht akzeptabel. Aus diesem Grunde bleibt nur der in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Weg mit mehreren synchronisierten Kameras.

Zudem ist zu beachten, daß mit steigender Ausleserate das Rauschen zunimmt (Readout-Noise). Das Ausleserauschen ist somit eine weitere Beschränkung der Bildwiederholrate, da nicht beliebig schnell ausgelesen werden kann.

Da die spektrale Empfindlichkeit bereits auf der Ebene der Photokathode bestimmt ist und die Kombination Leuchtschirm/CCD lediglich das verstärkte Elektronenbild verarbeitet, werden an die CCD im Betrieb mit einem Bildverstärker keine besonderen Anforderungen bezüglich der spektralen Empfindlichkeit gestellt. Lediglich die Beschichtung des Leuchtschirms P muß auf sie abgestimmt sein.

Das QM100-Fernmikroskop

Bei den meisten Aufnahmen mit der Imacon wurde, um den mikroskopischen Charakter der Brennfleckbewegung untersuchen zu können, ein Fernmikroskop QM100 der Firma Questar Corporation eingesetzt. Dieses Objektiv ist nach dem Caissegrain-Prinzip aufgebaut, bei dem das Licht kurz vor dem Primärfokus durch einen hyperboloidischen Konvexspiegel in den in der Mitte durchbohrten parabolischen Hauptspiegel reflektiert wird. Dadurch wird eine Verlängerung der Brennweite bei gleichbleibender Objektivlänge erreicht. Da Parabolspiegel nicht komakorrigiert sind, kann entweder nur ein kleines Bildfeld genutzt werden oder, wie im Fall des QM100, eine Korrekturlinse ist nötig. Der verwendbare Wellenlängenbereich wird durch die Quarzlinse vorgegeben. Das QM100 gestattet Objekte mit einer Ausdehnung nahe der Beugungsgrenze aus einer Entfernung von 15 . . . 38 cm aufzunehmen (Tabelle 3.1), wobei die höchste Auflösung von 1.5 μm bei einem Objektabstand von 15 cm erreicht wird [177]. Die Vergrößerung läßt sich auf folgende Weise variieren:

Verringerung des Abstandes zwischen Objekt und Objektiv

Auf diese Weise läßt sich die Vergrößerung ohne Intensitätseinbußen erhöhen. Dies wird jedoch mit einer Verringerung der nutzbaren Bildfläche des Objektivs erkauft, da mit sinkender Objekt-Objektiv-Distanz die Abbildungsfehler zunehmen, so daß nicht mehr der ganze sichtbare Bildausschnitt gleichzeitig scharf abgebildet wird. Damit verringert sich die Wahrscheinlichkeit, bei einer Aufnahme einen Brennfleck verzerrungsfrei zu erfassen.

Erhöhung des Abstandes zwischen Kamera und Objektiv

Bei dieser Methode wird die Abbildungsqualität nicht schlechter, jedoch verringert sich mit dem Abstandsquadrat die Bildintensität, so daß man zwar helle Objekte wegen des größeren nutzbaren Bildausschnittes leichter erfassen kann, aber dunklere Phänomene womöglich übersieht.

Bei den Experimenten wurden beide Methoden benutzt, bei kurzen Belichtungszeiten wurde auf die erste optimiert. Die erzielte Auflösung betrug maximal $2\text{ }\mu\text{m}/\text{Pixel}$.

Aufnahmesystem

Die Entladungen wurden je nach Aufgabenstellung mit verschiedenen Kamerasystemen beobachtet. Es standen eine Farb-CCD-Kamera für integrierende Messungen und eine Hochgeschwindigkeitskamera für zeitlich aufgelöste Messungen zur Verfügung. Bei den Kurzzeitmessungen ist die Belichtungszeit klein gegenüber der Zeitkonstante der Entladung, so daß dabei von einer konstanten Stromstärke ausgegangen werden kann. Ein Beispiel für das Belichtungsregime mit der Imacon 468 zeigt Abbildung 3.13.

Beschreibung der Farb-CCD-Kamera

Die verwendete SensiCam Fast Shutter von PCO-Instruments ist eine Farb-CCD-Kamera mit einer maximalen Auflösung von 1280×1024 Bildpunkten. Die Pixelgröße beträgt $6.7\text{ }\mu\text{m} \times 6.7\text{ }\mu\text{m}$. Die Kamera wird gekühlt betrieben, was zu besonders rauscharmen Bildern führt.

Die Farbtauglichkeit wird durch Mikrofilter vor den Bildpunkten, die alle auf demselben Chip liegen, erreicht. Die einzelnen Bildpunkte liefern je einen 12-Bit-Grauwert, der zusammen mit der Information, welche Filter sich über den Punkten befinden, in je einen RGB-Tripel mit 8-Bit-Intensitätsstufen pro

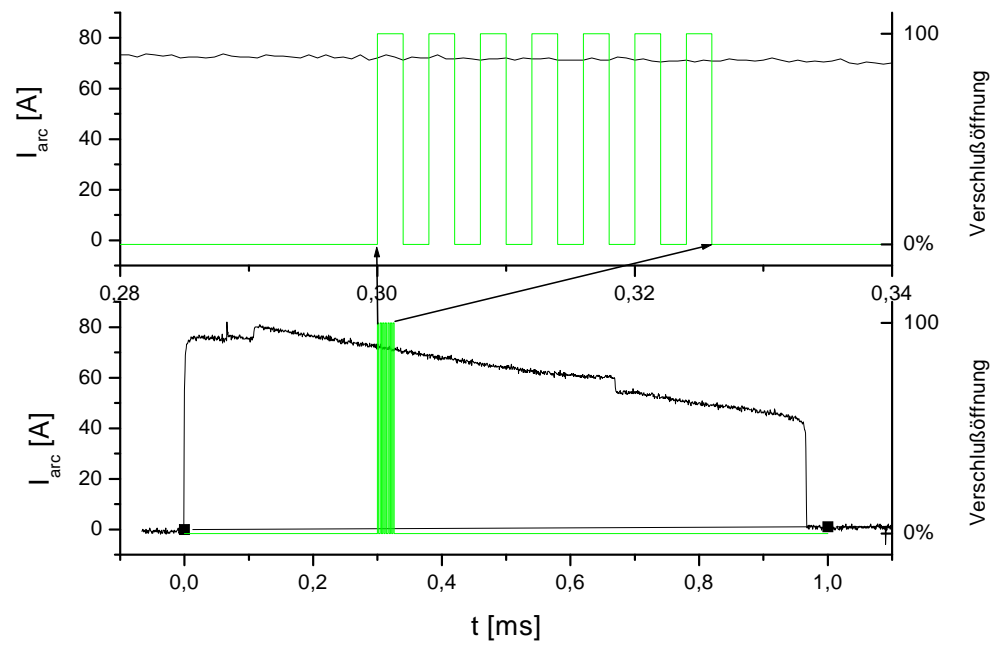


Abbildung 3.13: Belichtungsregime mit der Imacon-Kamera

Farbe umgerechnet wird. Der Vorteil dieser Technologie gegenüber Dreichip-Kameras ist, daß es nicht zu Alignmentproblemen der einzelnen Farbkanäle zueinander kommen kann, besonders beim Einsatz langbrennweitiger Objektive ist dies wichtig. Der Nachteil ist, daß bei dieser Technologie die Pixel einer Farbe überwiegen, weil drei Farben auf vier Pixel verteilt werden. Im Fall der SensiCam sind die grünen Pixel in doppelter Anzahl vorhanden. Das aus den Pixeldaten der Kamera berechnete Bild enthält für alle Farben interpolierte Werte, so daß zwar die Größe des berechneten Bildes wieder mit der Chipgröße übereinstimmt, die Auflösung der Originalbilder um den Faktor 4 für Blau und Rot bzw. 2 für Grün schlechter ist. Dies ist besonders dann von Bedeutung, wenn eine Farbe im Bild überwiegt.

Der von der Kamera erfaßte Wellenlängenbereich liegt zwischen 300 nm und 800 nm.

Die Kamera wurde mit einer Belichtungszeit von 6 ms betrieben, was einem Open-Shutter-Betrieb entspricht, da die Belichtungszeit größer als die Entladungsdauer ist. Es wurde bei den Aufnahmen daher immer die gesamte Entladung von 650 μ s erfaßt.

Während bei den Entladungen mit einer kalten Kathode eine Beobachtung der Brennflecke ohne spezielle Filter möglich ist, besteht bei heißen Kathoden das Problem, daß der Kathodenstreifen mit steigender Temperatur im beobachtbaren Wellenlängenbereich mehr Licht als die Brennflecke emittiert. Aus diesem Grunde ist es notwendig, mit Filtern zu arbeiten, die vor allem im langwelligen Bereich sperrend wirken. Es wurden zwei Filtertypen eingesetzt:

Ein Kantenfilter ($\lambda_0 < 600$ nm) bei der Molybdänkathode und ein Metall-Interferenzfilter (MIF) ($\lambda_0 = 439$ nm, $\Delta\lambda = 21$ nm) bei der Molybdän- und der Tantalkathode.

Es wurde mit einem Zeiss-Normalobjektiv (50 mm) und Zwischenringen gearbeitet. Die Ortsauflösung bei Tantal und Molybdän betrug je nach Position der Kamera zwischen 27 μ m und 50 μ m pro Pixel.

Beschreibung der Hochgeschwindigkeitskamera

Wenn man zeitaufgelöste Messungen im Zeitbereich unterhalb 2 ms Interframezeit durchführen will, sind CCD-Kameras, wie im Abschnitt 3.2.1 erläutert, zu langsam. Es gibt verschiedene Wege dennoch Phänomene zu untersuchen, die schneller sind.

Streakkameras

Streakkameras dienen zur Aufnahme schneller, eindimensionaler Bilder. In Streakaufnahmen wird eine Ortskoordinate, in der vorliegenden Arbeit war es die Y-Koordinate, durch die Zeit ersetzt. Das entstehende Bild entspricht der Aufnahme eines Spaltes, dessen Abbild in der Y-Richtung über das Aufnahmemedium bewegt wird. Dies ist, da es sich um das Ablenken eines Elektronenstrahls einer Bildverstärkerröhre handelt, mit den Geschwindigkeiten, wie sie bei schnellen Analogoszilloskopen erreicht werden, möglich. Je schneller der Spalt sich bewegt, desto höher ist die Zeitauflösung, jedoch sinkt im gleichen Maße die Belichtungszeit.

Das soll an einem Beispiel erläutert werden. Das mittlere Bild in Abbildung 3.14 stellt drei Objekte, mit einem Quadrat, einem Dreieck und einem Kreis symbolisiert, dar. Diese Objekte befinden sich zum Zeitpunkt t_0 dort, wo ihr Symbol eingezeichnet ist. Sie haben alle eine bestimmte Geschwindigkeit und sollen sich zum Zeitpunkt $t_1 = t_0 + 250 \mu\text{s}$ an der Pfeilspitze befinden. Schraffiert ist der Spalt der Aufnahmeoptik der Streakkamera eingezeichnet. Benutzt man die Streakkamera im Shuttermodus, dann arbeitet sie wie eine gewöhnliche Kamera.

Wird jetzt eine Aufnahme im Shuttermodus gemacht, wobei $1 \mu\text{s}$ lang belichtet wird, dann haben sich die Objekte um $1/250$ ihres Weges verschoben und man erhält eine nahezu scharfe Aufnahme. Ist dabei der Spalt nur so weit geöffnet, wie es in der mittleren Abbildung zu sehen ist, dann sieht man nur das Quadrat. Wenn man also, zu Vergleichszwecken beispielsweise, das ganze Gebiet aufnehmen möchte, dann muß der Spalt weiter geöffnet werden. Mit einer Shutteraufnahme bei völlig geöffnetem Spalt ist also ein Bild mit allen drei Objekten zu sehen, wie es die obere Skizze von Abbildung 3.14 zeigt.

Die eigentliche Betriebsart der Streakkamera ist nun der Streakmodus. Dazu wird der Spalt soweit geschlossen, wie es in der mittleren Skizze zu sehen ist. Zum Zeitpunkt t_0 befindet sich also nur das quadratische Objekt im Spalt. Der Spalt zeigt die ganze Zeit lang den gleichen Ausschnitt. Dieses Teilbild wird nun während $250 \mu\text{s}$, der Sweeptime, registriert und auf dem Betrachterschirm von oben (t_0) nach unten (t_1) verschoben.

Daher wird das quadratische Objekt durch einen Strich, der über die gesamte Y-Achse des Schirmes geht, dargestellt. Das dreieckige Objekt ist nur für $1/10$ der Sweeptime im Spalt, daher hinterläßt es nur einen kurzen Streifen auf dem Betrachterschirm. Das Objekt, das durch einen Kreis dargestellt

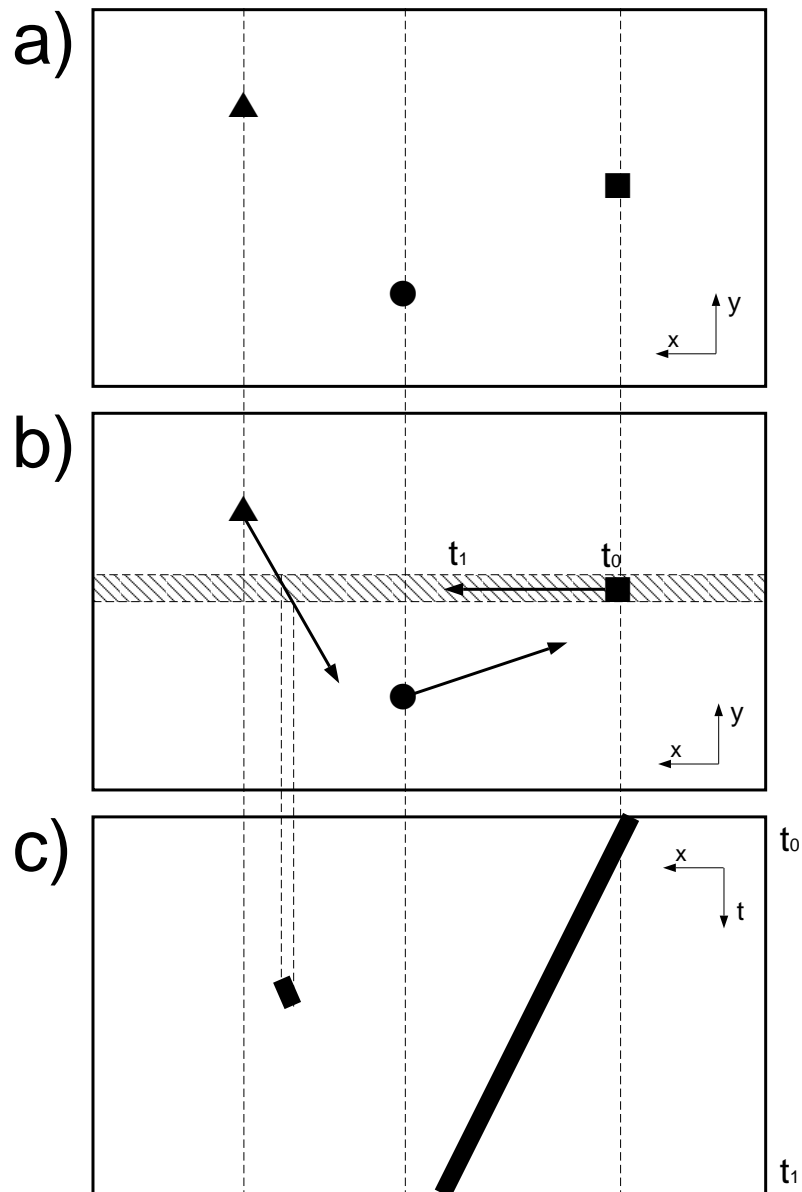


Abbildung 3.14: Prinzip der Streackamera:

- a) Aufnahme der in b) dargestellten Objekte im Shuttermodus mit $1\ \mu\text{s}$ Belichtungszeit bei völlig geöffnetem Spalt.
- b) Drei Objekte mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten, schraffiert ist die vom Spalt der Streackamera erfaßte Fläche angedeutet.
- c) Aufnahme der in b) dargestellten Objekte im Streakmodus. Es können nur die im Spalt befindlichen Objekte dargestellt werden.

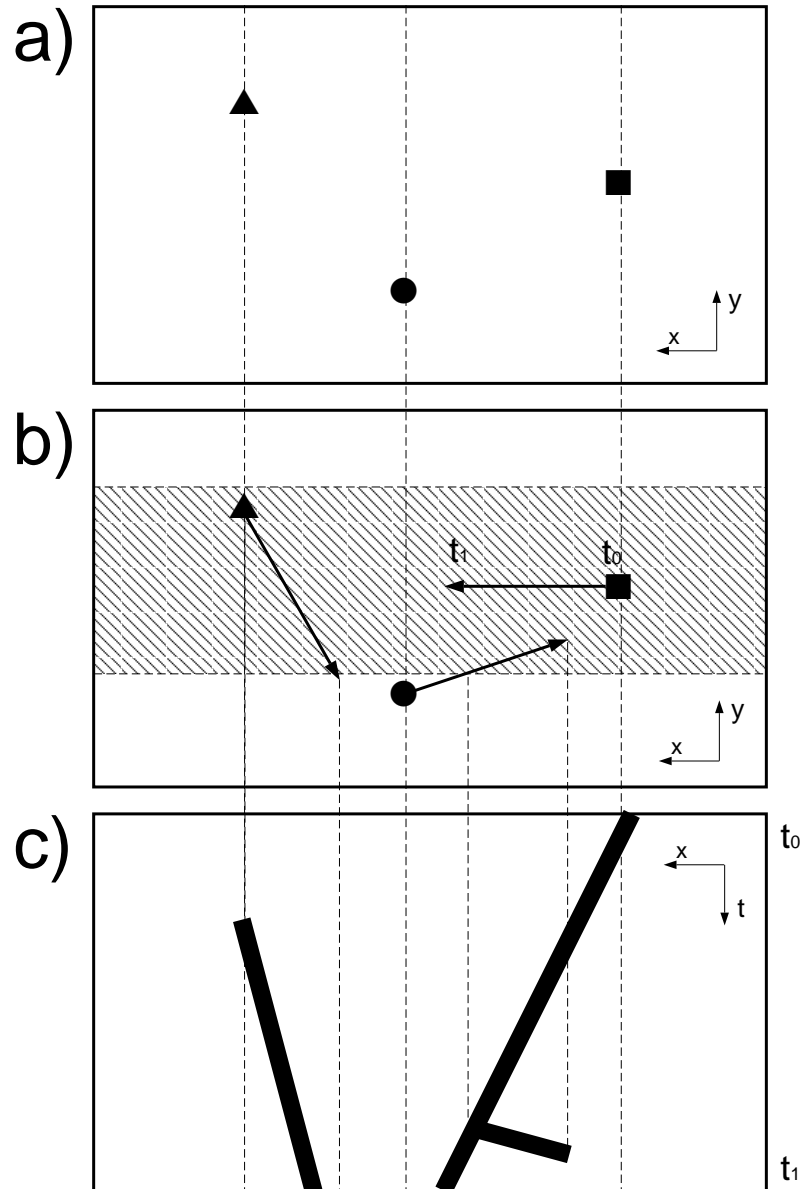


Abbildung 3.15: Entstehung der Aufnahme bei halboffenem Spalt:

a) Aufnahme der in b) dargestellten Objekte im Shuttermodus mit $1\ \mu\text{s}$ Belichtungszeit bei völlig geöffnetem Spalt.

b) Drei Objekte mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten, schraffiert ist die vom Spalt der Streackamera erfaßte Fläche angedeutet.

c) Aufnahme der in b) dargestellten Objekte im Streakmodus. Es können nur die im Spalt befindlichen Objekte dargestellt werden.

wird, gelangt während der Aufnahme nicht in den Spalt. Daher ist es in der unteren Abbildung nicht zu sehen.

Langsame oder unbewegliche Objekte, die sich im Spalt befinden, erscheinen also als senkrechter Streifen im Bild. Sehr schnelle Objekte, d.h. Objekte deren Geschwindigkeit viel größer als die des Spaltes ist, sind als waagerechter Streifen zu sehen, wenn die Intensität des von ihnen abgestrahlten Lichtes groß genug ist, um von der Kamera registriert zu werden, was meist nicht der Fall ist.

Bei Streifen, deren Anfangs- und Endpunkt im Bild liegt, läßt sich zusätzlich eine Aussage über die Lebensdauer des aufgenommenen Objektes treffen. Sie entspricht jedoch nur dann der tatsächlichen Lebensdauer, wenn es den Spalt während der Aufnahme nicht verlassen hat. Bei Objekten, die sich auch senkrecht zum Spalt bewegen, sind die Verweildauer im Spalt und die Lebensdauer des Objektes nicht zu unterscheiden.

Mit Streakaufnahmen lassen sich also nur die Lebensdauer unbewegter oder langsamer Objekte und die Geschwindigkeitskomponente einer Richtung bestimmen.

Im besonderen Fall, daß die zu beobachtenden Objekte etwa die Größe des Spaltes haben und auch nur ein oder zwei dieser Objekte zur Abbildung kommen, kann es sinnvoll sein, mit weiter oder vollständig geöffnetem Spalt zu arbeiten:

Abbildung eines bewegten Objektes mit der Streakkamera. Die Bildebene möge eine Breite von $2g_{\max}$ und eine Höhe von $2h_{\max}$ besitzen, der Nullpunkt befindet sich in der Mitte. Die Objektebene, die bei völlig geöffnetem Spalt im Bild sichtbar ist, hat eine Größe von $2x_{\max} \times 2y_{\max}$. Der Nullpunkt befindet sich ebenfalls in der Mitte.

Wird die Streakkamera im Shuttermodus betrieben, so ist die Koordiantentransformation $(x, y) \mapsto (g, h)$ trivial, nämlich:

$$g = x(t) \frac{g_{\max}}{x_{\max}} \quad (3.2)$$

$$h = y(t) \frac{h_{\max}}{y_{\max}} \quad (3.3)$$

Die zweite Koordinate h ist demnach eine Ortskoordiante, was einer gewöhnlichen Kamera entspricht.

Auch der Fall des unendlich kleinen Spaltes $\lim y_{\text{st}} \rightarrow 0$ ist einfach:

$$g = x(t) \frac{g_{\max}}{x_{\max}} \quad (3.4)$$

$$h = \left(\frac{2t}{\tau_{\text{st}}} - 1 \right) h_{\text{max}} \quad (3.5)$$

Für die Zeit, in der sich das Objekt auf der Koordinate $y = 0$ befindet. Die zweite Koordinate h ist hier eine Zeitkoordinate. Genaugenommen ist $2h_{\text{max}} = \tau_{\text{st}}$. Die Zeit geht als Parameter ein.

Betrachtet man Objekte, die etwa die Spaltgröße besitzen, also fast Punkteigenschaften haben, so kann man den Spalt auch sehr groß, d.h. ein Vielfaches der Objektausdehnung, wählen. Bewegt sich das Objekt nur in der x -Richtung, dann ist lediglich nicht zwischen einer räumlichen Versetzung in y -Richtung und einer Verzögerung im Aufleuchten oder Verlöschen zu trennen. Schwieriger wird der Fall, wenn sich das Objekt in y -Richtung bewegt. Nehmen wir an, daß wir in h -Richtung eine Zeitkoordinate betrachten, dann transformieren sich (x, y) mit

$$g = x(t) \frac{g_{\text{max}}}{x_{\text{max}}} \quad (3.6)$$

$$h = \Theta \left(y(t) + \frac{y_{\text{st}}}{2} \right) \Theta \left(-y(t) + \frac{y_{\text{st}}}{2} \right) \left(\frac{2t}{\tau_{\text{st}}} - 1 + \frac{y(t)}{y_{\text{max}}} \right) h_{\text{max}} \quad (3.7)$$

Dabei beschreiben die ersten beiden Faktoren das Verschwinden des Abbildes, wenn das Objekt den Spalt verläßt. Im letzten Faktor ist $\left(\frac{2t}{\tau_{\text{st}}} - 1 \right) h_{\text{max}}$ die zeitliche Versetzung des Bildes durch die Ablenkeinheit der Kamera und $\frac{y(t)}{y_{\text{max}}} h_{\text{max}}$ die Versetzung des Objektes durch seine Eigenbewegung. In der Aufnahme kann dann jedoch ohne zusätzliche Annahmen nicht mehr zwischen der zeitlichen der räumlichen Entwicklung unterschieden werden. Beispielsweise würde ein Vor- und Zurückspringen in y -Richtung bei konstanter Helligkeit des Objektes das gleiche Bild hervorrufen, wie ein unbewegtes Objekt, dessen Helligkeit fluktuiert.

Auch bei der Interpretation von Winkeln ist daher Vorsicht geboten. Läßt sich im ersten Fall noch aus dem Verhältnis $\frac{g}{h}$ die Geschwindigkeitskomponente des Objektes in x -Richtung bestimmen, so ist das im letzten Fall nur für Objekte möglich, deren Geschwindigkeitskomponente in y verschwindet.

Kamera-Arrays

Die ersten Hochgeschwindigkeitsaufnahmen dienten zur Klärung der Frage, ob Pferde beim Galopp zu einem Zeitpunkt mit allen Hufen in der Luft sind. Da es damals noch keine Filmkameras gab, bediente man sich einer Kette von

Photoapparaten, die durch Leinen, die das Pferd nacheinander durchbrach, ausgelöst wurden. Das Ergebnis war, daß es tatsächlich solche Momente gibt.

Die in den vorliegenden Versuchen benutzte Hochgeschwindigkeitskamera Imacon 468 der Firma Hadland arbeitet nach dem gleichen Prinzip. Die Imacon-Kamera besitzt sieben Kanäle, die aus je einem Bildverstärker und je einer CCD-Kamera bestehen. Zusätzlich ist ein achter Kanal mit einer Streackkamera ausgerüstet.

Diese Streackkamera gestattet es, zeitliche variable Phänomene im Bereich von 10 ns bis 1 μ s Sweeptime zu untersuchen. Auf Grund der in den Versuchen benutzten hohen räumlichen Auflösung und damit verbundenen geringen Intensität, war eine Reduzierung der Sweeptime nur bis 200 ns möglich.

Die einzelnen CCD-Kameras mit ihren Bildverstärkern sind getrennt programmierbar. Für jede Kamera können maximal vier Belichtungen unterschiedlicher Belichtungszeit und unterschiedlich langen Pausen dazwischen im Bereich von 10 ns bis 1 ms ausgewählt werden. Ebenso ist für jeden Kanal die Verstärkung von 1 bis 2^6 separat einstellbar.

Damit alle Kanäle etwa das gleiche Bild sehen, wird hinter der Eingangsoptik das Bild mittels eines neunseitigen Prismas auf die acht Kanäle (sieben Bild-, ein Streackkanal) verteilt.

Diese Verfahrensweise verlangt eine sehr genaue Ausrichtung der Eingangsoptik. Bei fest mit der Kamera verbundenen Objektiven ist dies bereits durch die Konstruktion des Herstellers gegeben. In den vorliegenden Versuchen ist das bei den Aufnahmen mit dem 150 mm-Teleobjektiv der Fall. Bei frei stehenden Objektiven, wie bei dem in den Versuchen zumeist benutzten QM100-Fernmikroskop, ist dies komplizierter. Die Folge ist, daß man mit einer speziellen Glasfaserplatte arbeiten muß, die in der Kamera arretiert wird und auf der ein reelles Zwischenbild abgebildet wird. Der Nachteil dieser Methode sind weitere Intensitätsverluste. Um zu höheren Intensitäten zu gelangen, kann man die Glasfaserplatte wieder entfernen, nimmt aber dafür in Kauf, nicht das gesamte Bildfeld nutzen zu können, da selbst bei genauester Justage eine gleichmäßige Ausleuchtung des Bildfeldes nicht erzielt wird. In der vorliegenden Arbeit wurden beide Varianten genutzt.

Das Bild jedes Kanals hat eine Auflösung von 576×385 Bildpunkten, jedoch ist es aus Intensitätsgründen nicht möglich, die gesamte Bildfläche zu nutzen. Die räumliche Auflösung endet bei 2 μ m Bildpunkt.

Die Hochgeschwindigkeitskamera gestattet es zwar für jeden Bildkanal Belichtungszeiten frei im Bereich von 10 ns bis 1 ms zu programmieren, jedoch ist die untere Grenze der Belichtungszeit durch die Lichtintensität be-

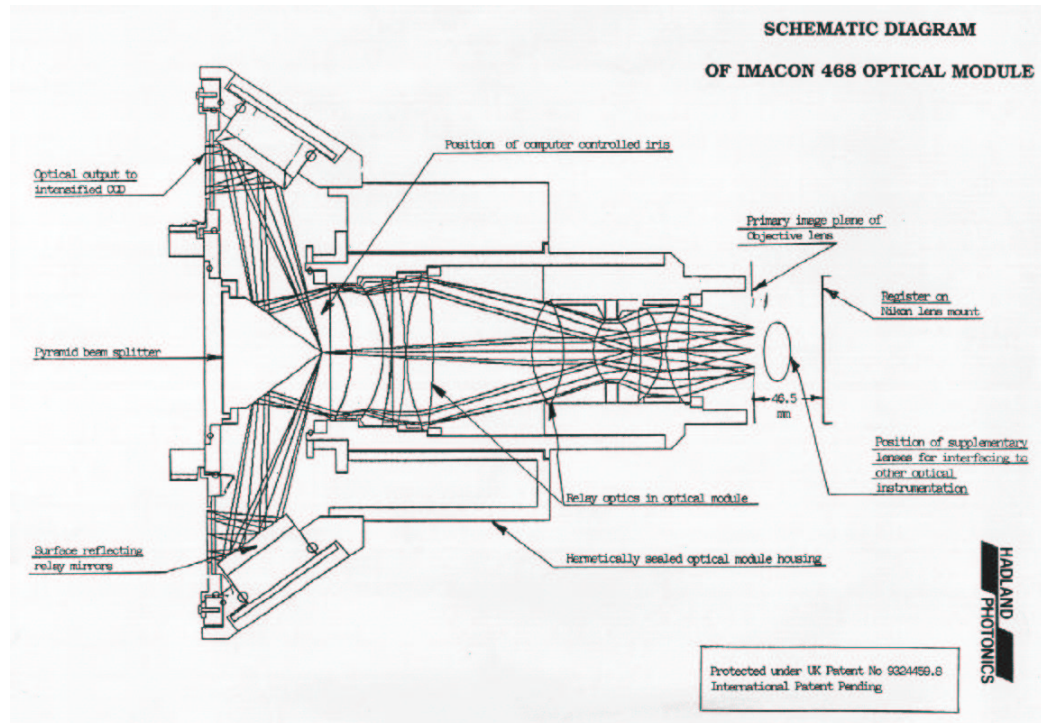


Abbildung 3.16: Strahlaufteilung bei der Imacon. Die Eingangsoptik auf der linken Seite fokussiert das Bild auf das mehrseitige Prisma (rechts), welches das Lichtbündel aufteilt. Um das Prisma herum sind die Kameras mit ICCD angeordnet. Aus [82].

Maximum λ_0 [nm]	FWHM $\Delta\lambda$ [nm]	Transmission D [%]
275	9.0	27
328	13.0	46
354	16.0	33
428	10.0	46
497	6.0	46
505	7.5	45

Tabelle 3.2: Getestete Filter

dingt und liegt in der Regel höher als 10 ns. Aus diesem Grunde war es auch notwendig, mit UV-tauglicher Ausrüstung zu arbeiten. Da Brennflecke in erster Linie im blauen und ultravioletten Bereich emittieren wird auf diese Weise die Dämpfung durch die Optik etwa um den Faktor 10 verringert.

Untersuchter Wellenlängenbereich

Insbesondere wenn der Spektralbereich des untersuchten Objektes begrenzt ist oder wenn es gilt störende Einflüsse (glühende Kathode oder leuchtende Plasmawolke) zu eliminieren, ist es wichtig, die Wellenlängenabhängigkeit seiner Diagnostik zu kennen.

Aufbau A: Drahtkathode

Der Wellenlängenbereich wird durch folgende Bauteile eingeschränkt:

- Saphirfenster im Entladungsgefäß (170...6000 nm)
- UV-Optik aus Quarzglas (180...800 nm)
- Absorption in Luft unterhalb 200 nm (CO₂-Banden)
- Kameraempfindlichkeit (200...600 nm)

Um den Anteil der Linienstrahlung, welche aus der expandierenden Plasmawolke stammt, von der aus dem dichten Brennfleckkern stammenden Kontinuumsstrahlung zu separieren, wurde auch versucht, mit verschiedenen Filtern (Tabelle 3.2) zu arbeiten, deren Durchlässigkeit auf einen Wellenlängenbereich abgestimmt ist, in dem keine Kupferlinien zu finden sind. Aus Intensitätsgründen mußte dieses Verfahren wegen der dann notwendigen langen Belichtungszeiten (größer 200 ns) verworfen werden.

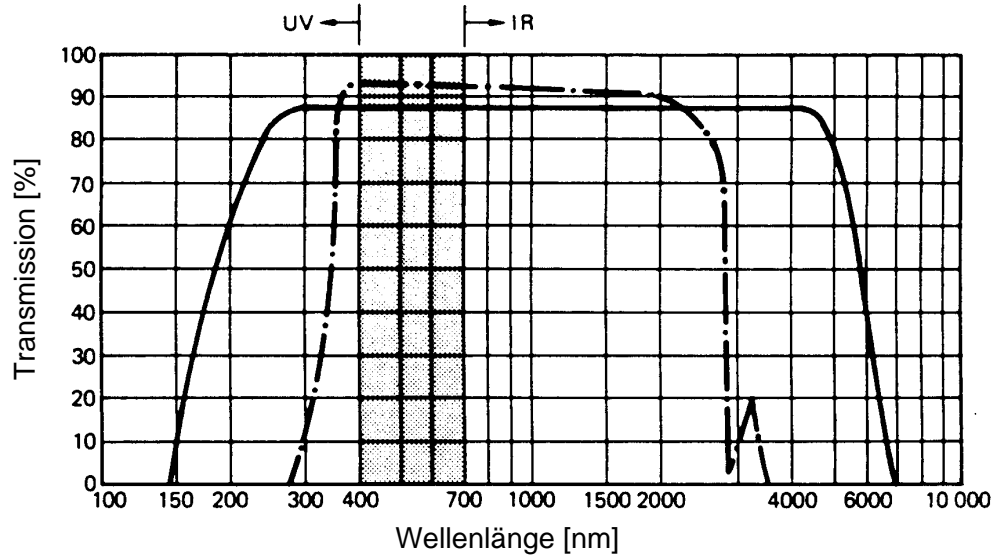


Abbildung 3.17: Transmissionskurven der verwendeten Fenster des Vakuumgefäßes in Versuchen A und C: durchgezogene Kurve: Saphirfenster, gestrichelte Kurve: Glasfenster.

Es wurden ansonsten keine Filter benutzt, da die Imacon nur bei den Aufnahmen mit kalter Kathode verwendet wurde.

Aufbau B: Heizbare Kathode

Der Wellenlängenbereich wird durch folgende Bauteile eingeschränkt:

- Entladungsgefäß aus Spezialglas Rasotherm (300 ... 3000 nm)
- Glasoptik (300 ... 3000 nm)
- Kantenfilter
- Absorption in Luft unterhalb 200 nm (s.o.)
- Kameraempfindlichkeit (300 ... 800 nm)

D.h., es wurden Phänomene im Bereich von 300 ... 800 nm bei kalten Kathoden und 430 nm ... 450 nm bzw. 300 ... 600 nm erfaßt. Da Brennflecke hauptsächlich im blauen bis UV-Bereich emittieren, erfolgte durch die Filter keine unzulässige Einschränkung in Bezug auf das zu beobachtende Objekt.

Aufbau C: Plankathode

Der Wellenlängenbereich wird durch folgende Bauteile eingeschränkt:

- Glasfenster im Entladungsgefäß (300...800 nm) oder
- Saphirfenster im Entladungsgefäß (170...6000 nm)
- UV-Optik aus Quarzglas (180...3000 nm)
- Absorption in Luft unterhalb 200 nm (s.o.)
- Kameraempfindlichkeit mit Imacon (200...600 nm)

Es wurden also Phänomene im Bereich von 200...600 nm mit dem Saphir- und im Bereich von 300...600 nm mit dem Glasfenster untersucht.

3.2.2 Nachweisgrenzen und Abbildungsfehler

Bei der Untersuchung kleinster Strukturen ist es wichtig zu wissen, welche Bildfehler auftreten können, um eine falsche Interpretation der Meßdaten zu vermeiden.

Geometriefehler

Im Idealfall befinden sich kleine Objekte während der gesamten Beobachtung in der Bildmitte. Wegen der Bewegung der Brennflecken ist dies jedoch nicht immer gegeben. Es ist also zu beachten, daß Abbildungsfehler auftreten können, die im folgenden genauer untersucht werden sollen.

Von Abbildungsfehlern auf Grund der Geometrie des abzubildenden Bereiches sind die Experimente A und B betroffen: Bei Aufbau A bewegt sich das abzubildende Objekt auf einer gekrümmten Fläche, im Bereich der Kathodenspitze näherungsweise auf einer Halbkugel, die dann in einen Zylinder übergeht. Die Folge ist, daß selbst bei einer idealen Abbildung, kreisrunde Objekte, die sich nicht auf der Kathodenachse befinden, in der Projektion auf die Ebene elongiert werden. Sie erscheinen in vertikaler Richtung länger als in horizontaler Richtung. Zusätzlich ist natürlich zu berücksichtigen, daß Brennflecken dreidimensionale Objekte sind und folglich nicht auf der ganzen Oberfläche End-on zu beobachten sind.

Zeit	1 ns	10 ns	50 ns	100 ns	500 ns	1 μ s	10 μ s
Intensität	99%			10%		0 %	
Radius [μ m]	10	100	500	1000			

Tabelle 3.3: Überschätzung der Brennfleckgröße durch Plasmaexpansion

Verfälschung der Abbildungsgröße

Wenn man mit optischen Methoden Brennflecke untersucht, insbesondere im Mikrosekundenbereich, so gibt es auf Grund der kleinen Abmessungen verschiedene physikalische Einflüsse, die das Brennfleckbild scheinbar vergrößern und immer wieder zu unterschätzten Stromdichten führen.

Das sind im einzelnen

1. die Lebensdauer angeregter Zustände der Ionen des Plasmas
2. die Brennfleckbewegung

Lebensdauer Die Lebensdauer τ von angeregten Zuständen liegt im Bereich von einigen 100 ns. Nach Anregung der Ionen, welche mit der Verdampfung des Kathodenmaterials und der anschließenden Ionisierung erfolgt, nimmt die Intensität auf Grund dessen, daß die Ionen mit der Wahrscheinlichkeit $P \propto \exp(-t/\tau)$ rekombinieren, ebenfalls zeitlich exponentiell ab.

Die Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas beträgt etwa 10^4 m/s. Geht man entweder von der Kratergröße oder den Strukturen auf der Kathodenoberfläche, die bei der Plasmaerzeugung verdampft werden, als Initialgröße des Plasmas ($2 \dots 10 \mu\text{m}$) aus, so läßt sich die zeitliche Größenabhängigkeit des Plasmas abschätzen. Dazu nimmt man an, daß die Expansionsgeschwindigkeit etwa konstant ist. Nach der Verdampfung einer Mikrostruktur expandiert das Plasma (Entstehung eines Brennflecks, siehe auch Abschnitt 2.6), gleichzeitig nimmt seine Intensität ab (Tabelle 3.3). Bei einer Ausgangsgröße von $10 \mu\text{m}$ ist nach 10 ns schon das zehnfache der Ausgangsgröße erreicht. Man sieht, daß bereits bei Belichtungszeiten ab 10 ns eine Überschätzung des Brennfleckdurchmessers möglich ist. Es darf natürlich nicht unerwähnt bleiben, daß mit zunehmender Expansion des Plasmas, mit der eine Verdünnung des Plasmas einhergeht, auch dessen Intensität sinkt.

Fragmentbewegung Die Unterstruktur der Brennflecken, die Fragmente, vollführen ebenfalls eine Zufallsbewegung, bei der Geschwindigkeiten von bis

zu 1000 m/s auftreten können [111]. In 100 ns bewegt sich also ein Fragment um mehr als das zehnfache seines Durchmessers ($< 10 \mu\text{m}$). Die Zeitkonstanten der Fragmentbewegung sind nach bisherigen Untersuchungen im Bereich einiger Nanosekunden, können aber auch noch darunter liegen. Längere Belichtungen ($t_{\text{exp},i} > 50 \text{ ns}$) zeichnen keinen Momentanzustand eines Fragmentes auf, sondern eine Fragmentspur. Durch die Zufallsbewegung des Fragmentes bzw. mehrerer Fragmente entsteht dabei das Bild einer annähernd runden Struktur, deren Durchmesser ein Vielfaches der Fragmente ist und relativ homogen erscheint. Lange Belichtungszeiten — wenn man hier mehrere Mikrosekunden als lang bezeichnen darf — führen also immer zur Verdeckung der Substruktur des Brennflecks.

Abbildungsfehler

Koma Eine Koma tritt bei Parabolspiegeln und unkorrigierten Objektiven auf. Infolge der nur noch zu einer Meridionalebene¹ vorhandenen Symmetrie haben die Zerstreuungskreise keine kreisförmige, sondern eine birnen- oder kometähnliche Zerstreuungsfigur. Die Koma tritt außerhalb der Bildmitte auf und ist an einer einseitigen, nach außen oder innen gerichteten Unschärfe zu erkennen. Dieser kann man durch Abblenden entgegenwirken, was jedoch mit einem Intensitätsverlust verbunden ist.

Vignettierung Bei einem schräg einfallenden Lichtbündel, mit dem Einfallswinkel σ zur optischen Achse, vermindert sich die Beleuchtungsstärke S auf einen Wert von $S(\sigma) = S(\sigma = 0) \cos^4 \sigma$ (natürliche Vignettierung). Bei den verwendeten Anordnungen beträgt die maximale Abweichung von der optischen Achse $\sigma = 3^\circ$, damit ist die Verminderung der Beleuchtungsstärke lediglich 0.5%, also vernachlässigbar.

Im Unterschied dazu spricht man von künstlicher Vignettierung, wenn die Randbereiche des einfallenden Lichtbündels durch Fassungen und andere Bauteile in der Optik ausgeblendet werden. Dieser Effekt tritt besonders stark beim Fernmikroskop QM100 zu tage. Hier ist es nur durch eine exakte Ausrichtung des Objektivs entlang der optischen Achse möglich, brauchbare Intensitätswerte zu erreichen.

¹Meridionalebenen sind die Ebenen, in denen die optische Achse liegt.

Beugungsbegrenzung Die erste Einschränkung, die man mit heutigen Objektiven, bei denen Koma, chromatische Abberation und Öffnungsfehler korrigiert sind, bemerkt, ist die Beugung. Sie läßt sich mit Hilfe des Huygensschen Prinzips der Elementarwellen (von jedem Punkt einer Lichtwelle geht wieder eine Kugelwelle aus) und deren Interferenz erklären. Das einfachste Beispiel ist die Beugung an einem Spalt mit der Breite b , wo man winkelabhängig die Intensität bestimmen kann. Man erhält direkt auf der optischen Achse das Maximum 0. Ordnung mit der größten Intensität und weiteren kleineren Intensitätsmaxima. Für die Betrachtungen der Auflösungsgrenze sind die Minima interessant, die unter dem Winkeln α_k mit

$$\sin \alpha_k = \frac{k\lambda}{b}, k \in \{1, 2, 3 \dots\} \quad (3.8)$$

auftreten. k bezeichnet hier die Ordnung und $\alpha = 0$ entspricht der optischen Achse.

Objektive haben jedoch im allgemeinen Kreisblenden, so daß die Beugungsfiguren aus Symmetriegründen auch kreisförmig sind. Bei entsprechender Betrachtung erhält man bei senkrechtem Lichteinfall von Parallelstrahlen die Intensität unter dem Winkel α als

$$I(\alpha) \propto \frac{J_1^2\left(\frac{\pi b \sin \alpha}{\lambda}\right)}{\left[\frac{\pi b \sin \alpha}{\lambda}\right]^2} \quad (3.9)$$

wobei b der Blendendurchmesser ist und J_1 die Besselfunktion erster Ordnung. Die Minima ergeben sich aus den Nullstellen j_k der Besselfunktionen

$$\frac{\pi}{\lambda} b \sin \alpha = j_k \quad (3.10)$$

Wird das Bild in der Entfernung L auf einen Schirm projiziert, dann ist die Entfernung a_k des k -ten Minimums von der optischen Achse $a_k = L \tan \alpha$. Bei kleinen Winkeln ist $\sin \alpha \approx \tan \alpha$ und damit

$$a_k = \frac{j_k \lambda}{\pi b} L \quad (3.11)$$

Die Frage ist nun, bis zu welchen Abständen zwei leuchtende Objekte (Brennflecke oder Fragmente oder eine Struktur in ihnen) gerade noch auflösbar sind. Da beide Objekte nicht kohärent strahlen, addieren sich die Intensitäten ihrer Beugungsbilder. Zwei Objekte sind dann trennbar, wenn sich

ihre Maxima 0. Ordnung nicht überlagern, d.h. sie in der Bildebene den Abstand $2a_1$ besitzen. Die Größe $2a_1'$ von $2a_1$ in der Objekzebene gibt dann gerade die kleinste auflösbare Distanz an. Befindet sich das zu betrachtende Objekt etwa in der Brennebene des Objektives (Abstand Objekt-Objektiv ist die Brennweite f), dann ist $a_1'/a_1 = f/L$. a_1' ist dann:

$$a_1' = j_1 \frac{\lambda f}{\pi b} = j_1 \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{NA} \quad (3.12)$$

Wobei $NA = \frac{b}{2f}$ die numerische Apertur ist. Die erste Nullstelle j_1 der Besselfunktion ist etwa $j_1 = 3.83$, d.h. die kleinste auflösbare Distanz x ist

$$x = 2a_1' = j_1 \frac{\lambda}{\pi} \frac{1}{NA} = 1.22 \frac{\lambda}{NA} \quad (3.13)$$

Es ist daher nicht möglich, mit dem Questar QM100 ($NA = 0.142$, $\lambda_{\min} = 180 \text{ nm}$) eine Auflösung besser als $1.5 \text{ }\mu\text{m}$ zu erreichen (siehe auch Tabelle 3.1).

Bildverstärker

Iris-Effekt Bei kurzen Zeiten spielen die endliche Leitfähigkeit und die Kapazität ($\approx 100 \text{ pF}$ [165]) der Photokathode eine Rolle: Die am Rand angelegte Spannung benötigt entsprechend dem Durchmesser des Bildverstärkers $1.5 \dots 2.5 \text{ ns}$ bis sie zum Zentrum der Kathode propagiert ist. Folglich öffnet der Bildverstärker vom Rand beginnend und schließt ebenso wieder vom Rand beginnend, so daß zwar die Belichtungszeit örtlich konstant ist, jedoch die Verzögerung in der Mitte am größten. Dieser Effekt wird Iris-Effekt genannt.

Beachtet man, daß bei der Aufnahme von Brennflecken der Bildausschnitt höchstens $1/3$ des Gesamtbildes beträgt, so beträgt die Verzögerung nur $5 \dots 8\%$ der kürzest möglichen (10 ns) und häufig nur wenige Promille der verwendeten Belichtungszeit.

Gerät man in einen Bereich, bei dem die abzubildenen Objekte nur wenige Pixel groß werden können, so muß man sich vor Augen halten, daß viele Komponenten nicht homogen sind und daher das Bild rastern. Das schwächste Glied ist zumeist der MCP, dessen Kanalbreite etwas doppelt so groß wie ein CCD-Pixel ist. Aus diesem Grund und um eine höhere Empfindlichkeit zu erhalten, wird das Bild des MCP durch den Taper oder eine entsprechende Optik verkleinert. Rechnungen zeigen, daß etwa vier Verstärkerkanäle auf

einen CCD-Kanal beschränkt werden, bei der Imacon 468 sind es etwa neun Kanäle pro Pixel. Die räumliche Auflösung ist bei einer solchen Anordnung auf ein bis zwei CCD-Pixel beschränkt.

Die Auflösung des MCP hängt in erster Linie vom Kanaldurchmesser ab. Im Gegensatz zu CCDs ist das Übersprechen zwischen den Kanälen vernachlässigbar. Bei der Abbildung räumlich periodischer Strukturen ist jedoch zu beachten, daß der Totraum zwischen den Kanälen zu Alias-Effekten führen kann.

Die Bündel weisen einen Durchmesser von $4 \dots 6 \mu\text{m}$ auf, d.h. pro Verstärkerkanal etwa 10 Fasern. Die Pixelgröße der CCD liegen in Bereich von $6 \dots 20 \mu\text{m}$. Damit stehen pro mm $50 \dots 160$ Pixel zur Verfügung. Die MCP sind rund während die CCD-Chips rechteckig sind. Nimmt man der Einfachheit halber einen quadratischen Bildausschnitt an, so wird bei einem 25 mm-MCP eine Fläche von $17 \text{ mm} \times 17 \text{ mm}$ bzw. bei einem 18 mm-MCP eine Fläche von $12 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$ genutzt. Letzteres entspricht $600 \dots 1200$ Kanälen, die pro Raumkoordinate auf $500 \dots 1000$ CCD-Pixel abgebildet werden. Pro CCD-Pixel werden also durch die Reduktion ein bis vier MCP-Kanäle zusammengefaßt.

Wechselseitige Beeinflussung von Pixeln

Bei CCD-Kameras sind die häufigsten Bildfehler Blooming und Smear, welche im folgenden erläutert werden sollen.

Blooming tritt auf, wenn einzelne Pixel überbelichtet werden. Dabei werden mehr Elektronen erzeugt als in der Potentialmulde des Pixels gehalten werden können. Die überschüssigen Elektronen laufen dann zum Nachbarpixel über. So wird eine Abbildung erzeugt, deren Breite nicht der Originalgröße entspricht. Insbesondere dort, wo Objekte nur wenige Pixel groß sind, ist dies zu berücksichtigen.

Von besonderer Wichtigkeit ist dieser Effekt, wenn Profile betrachtet werden sollen, denn selbst wenn die Nachbarpixel der überbelichteten Pixel selbst nicht überbelichtet sind, so haben sie doch durch den Überlauf mehr Elektronen gespeichert als der einfallenden Intensität entspricht. Die Folge davon ist, daß die Flanke eines Profiles zum überbelichteten Bereich steiler ansteigt. Profile in der unmittelbaren Umgebung überbelichteter Strukturen können also nicht verwendet werden.

Blooming läßt sich durch konstruktive Veränderungen im CCD-Chip vermeiden, da das aber häufig auf Kosten der Linearität und der effektiven lichtempfindlichen Fläche geht, haben CCD-Chips für wissenschaftliche Anwendungen zumeist keine Anti-Blooming-Structures [47].

Smear ist Ausbildung von Streifen, die horizontal oder vertikal, je nach Ausleserichtung des Chips, durch ein helles Objekt verlaufen. Bei Frame-Transfer-CCD entsteht ein solches Verschmieren, wenn während des Auslesens belichtet wird und bei Interline-Transfer-CCD durch Photonen, die in die Schieberegister gestreut werden, statt im Pixel gesammelt zu werden.

Smear läßt sich durch Einsatz eines elektronischen Verschlusses weitgehend ausschalten, jedoch, wie auch bei der Imacon zu merken war, ist Smear nicht gänzlich zu eliminieren. Smear läßt sich aber von physikalischen Phänomenen leicht durch seine Richtung, die unabhängig von der Orientierung des Versuchsaufbaus ist, erkennen und als Fehlerquelle bei der Interpretation ausschliessen.

Rauschquellen bei der CCD

Folgende Faktoren tragen zum Rauschen bei:

1. thermodynamisches Rauschen N_{KTC}
auch KTC-Noise, weil $N_{\text{KTC}} \propto \sqrt{k_{\text{B}}TC}$, C Kapazität des Registers beim Auslesen. Ohne Korrektur etwa $100 \dots 500 \text{ e}$ [209]. Bei wiss. CCDs, wie auch bei den hier verwendeten, meist korrigiert.
2. Ausleserauschen N_{R}
unabhängig von Temperatur und Intensität, aber ansteigend mit Ausleserate meist um einige Eletronen pro Pixel ($4 \dots 12 \text{ e}$ [225])
3. Shot Noise des Dunkelsignals N_{D}
während der Belichtung sammeln sich thermisch erzeugte Ladungen (Dunkelladung S_{D}) im Pixel, $S_{\text{D}} \propto t_{\text{exp,i}} \exp(\alpha k_{\text{B}}T)$. Das dazugehörige Rauschen N_{D} ist $N_{\text{D}} = \sqrt{S_{\text{D}}}$. Es ist Poisson-verteilt.
4. Signalrauschen N_{S}
auch Photonen-Schrot-Rauschen. Dies ist meist das dominierende Rauschen. Es stammt von der Photonenstatistik und ist daher auch Poisson-verteilt. $N_{\text{S}} = \sqrt{S_{\text{S}}}$, S_{S} ist der Photonenfluß.

5. Charge-Transfer-Efficiency N_{cte}

Beim Verschieben der Ladung von Pixel zu Pixel treten korrigierbare Verluste auf. Die Ursache sind Fehler im Potential, in denen Ladungen beim Transfer eingefangen werden können. Normalerweise ist die Effizienz besser als 0.9999, [220] jedoch ergibt das bei 1000 Pixeln schon einen Ladungsverlust von bis 10%, da ein Pixel im ungünstigsten Fall 10^6 mal verschoben werden muß, bevor es digitalisiert werden kann. Der Verlust durch Transfer ist jedoch durch spezielles Chipdesign korrigierbar. Bei den in dieser Arbeit benutzten Kameras ist das der Fall. Nicht korrigierbar ist das damit verbundene Rauschen N_{cte} .

Das Gesamtrauschen N ergibt sich damit in erster Linie aus:

$$N = \sqrt{N_{\text{R}}^2 + N_{\text{D}}^2 + N_{\text{S}}^2} \quad (3.14)$$

Siehe auch Tabelle 3.4.

Die bei der Imacon verwendete Photokathode (S20) hat ein Dunkelrauschen von $1500 \text{ e}^- \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, was weniger als $10^{-3} \text{ e}^- \text{ Pixel s}^{-1}$ ergibt. Da die Imacon-Kamera keine gekühlten CCD-Chips verwendet, ist das Dunkelrauschen bei ihr größer als bei der PCO-Kamera. Folglich ist die Hauptrauschquelle die CCD-Matrix.

Rauschen des Bildverstärkers

Das Rauschen ist durch folgende Effekte bedingt:

- Radioaktivität in den Komponenten
- Restgas aus den Wänden und beim Elektronenbombardement freigesetztes Material. Dieses wird in den Elektronenlawinen ionisiert. Die Ionen driften zum Kanaleingang oder werden im elektrischen Feld zur Kathode beschleunigt. Dort lösen sie beim Auftreffen Elektronen aus. Diese werden dann ebenso wie die Photoelektronen vervielfacht und führen zu scheinbaren Signalen. Dieser Vorgang wird Ion-Feedback genannt. Sein Einfluß steigt mit der Verstärkung.
- Feldemission an Mikrorissen und Verunreinigungen führt zu sogenannten Hot Spots: An den Mikroemittern ist das elektrische Feld wegen der räumlichen Inhomogenitäten erhöht. Daher erfolgt eine stärkere Elektronenemission an diesen Stellen mit zwei Folgen: Der Defekt heizt sich

	PCO SensiCam	Hadland Imacon 468
CCD-Transfermodus	Interline	Frame
Anzahl Pixel	1280×1024	576×385
Pixelgröße [μm]	6.7×6.7	22×22
Spektralbereich[nm]	300... 800	200... 600
Dunkelstrom [$\text{e}^- \text{ Pixel}^{-1} \text{s}^{-1}$]	$< 0, 1$	k.A.
digitale Auflösung	12 bit	8 bit
N_R [e^-]	8	k.A.
MCP-Durchmesser		18 mm

Tabelle 3.4: Technische Daten der verwendeten Kameras, Quellen [82, 166].

auf und wegen der erhöhten Emission ergibt sich auf dem Leuchtschirm ein heller Fleck ohne daß Primärelektronen von der Photokathode notwendig sind.

- Kosmische Höhenstrahlung
- Elektrischer Widerstand des Kanals.
- Thermische Emission der Photokathode.
Auch Equivalent Background Illumination: Je geringer die Austrittsarbeit ist desto größer ist selbstverständlich die EBI. Im Gate-Betrieb vernachlässigbar.

Zusammenfassung/Konsequenzen

Es kann gesagt werden: Die räumliche Begrenzung erfolgt durch den CCD-Pixel. Überbelichtungen können zu Fehlinterpretationen führen. Bei den höchsten erzielten Auflösungen befindet man sich nahe der Beugungsgrenze und kann auch mit höherauflösenden Kameras keine Verbesserung im nahen UV erzielen. Die abgebildete Intensität ist linear. Nichtüberbelichtete Strukturen größer als $4 \mu\text{m}$ sind mit Sicherheit echt.

Kapitel 4

Beobachtungen zum Brennfleckverhalten

Dieses Kapitel stellt die Resultate der Experimente vor und folgt in der Einteilung den im vorigen Kapitel beschriebenen Elektrodensystemen. Es beginnt daher mit den Ergebnissen zur Fragmentbewegung (Abschnitt 4.1), dann folgen die Versuche zur Robson-Drift (Abschnitt 4.2), zu denen auch die Experimente mit der geheizten Kathode zählen. Im dritten Teil (Abschnitt 4.3) werden die Beobachtungen der Brennfleckumgebung geschildert, welche mit dem Phänomen der Jets verbunden ist.

4.1 Aufbau A: Drahtkathode

Bei Bogenströmen von $I_{\text{arc}} = 50 \dots 70$ A und $I_{\text{arc}} = 5 \dots 15$ A wurden Brennflecke mit Belichtungszeiten von 10 bis 100 ns untersucht. Es wurde festgestellt, daß bei einem statischen Magnetfeld das Bestreben der Brennflecke, auf der Kathodenspitze (Abbildung 3.3 auf Seite 40, Position A) zu bleiben groß ist, was für die Auswertung ungünstig ist. Daher wurde in den Folgeexperimenten ein dynamisch erzeugtes Magnetfeld verwendet.

Mit Hilfe der hochauflösenden Technik war es möglich, die Unterteilung der Brennflecke in Fragmente zu erkennen. Die Brennflecke auf Kupfer haben einen Durchmesser im Bereich von $50 \dots 80$ μm . Bei einem Bogenstrom über 50 A handelt es sich um Brennflecke, die aus zwei bis fünf Fragmenten bestehen, ihr Durchmesser beträgt etwa $15 \dots 30$ μm (Abbildung 4.1). Die Fragmente haben einen Abstand von etwa $50 \dots 100$ μm zueinander und

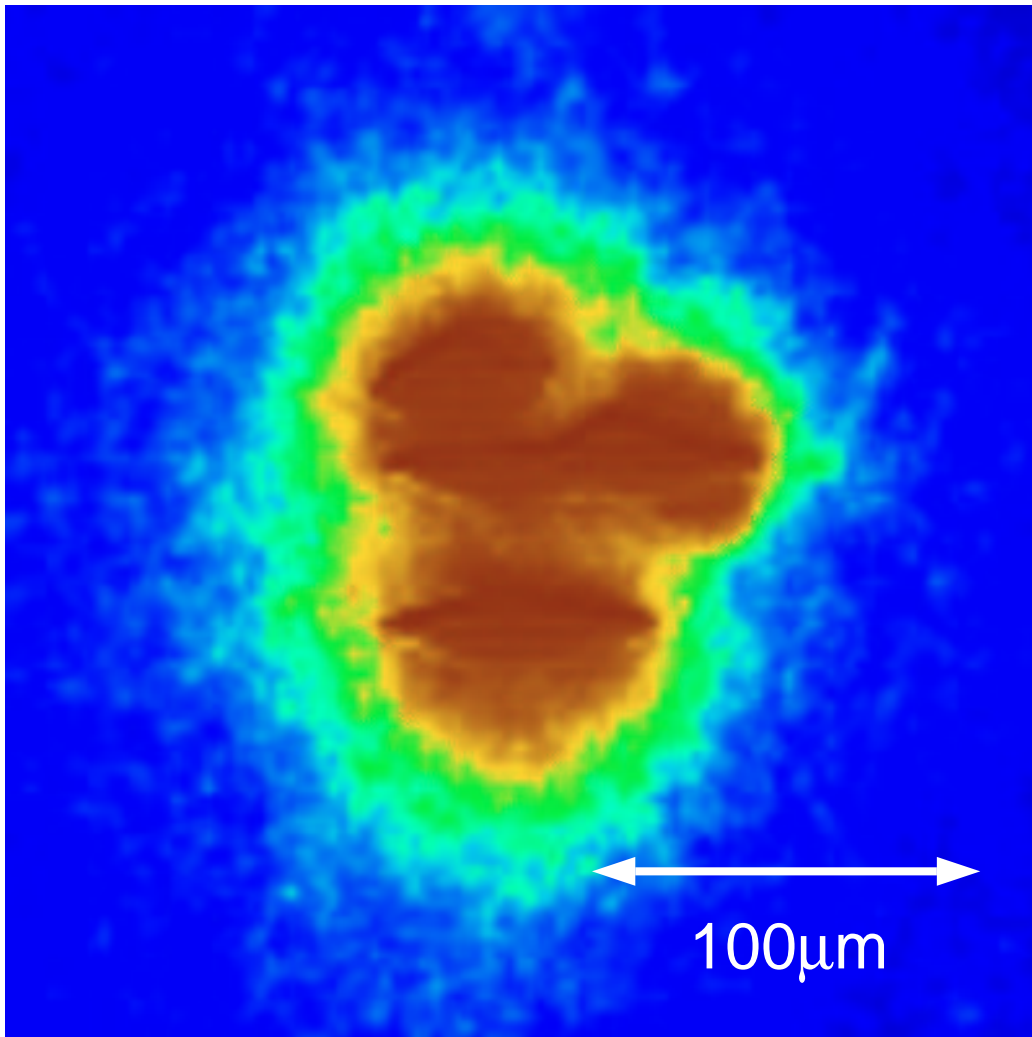


Abbildung 4.1: Brennfleck aus drei Fragmenten: $I_{\text{arc}} = 60 \text{ A}$, $B_{\perp} = -40 \text{ mT}$, Belichtungszeit 100 ns, Falschfarben-Darstellung.

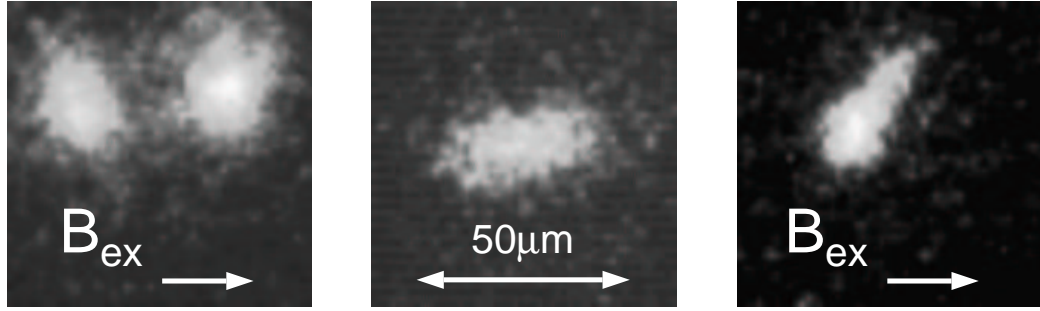


Abbildung 4.2: Fragmentteilung und -elongation: Brennflecke aus einem Fragment, Bogenstrom $I_{\text{arc}} = 6 \dots 7$ A, B_{ex} — externes Magnetfeld, Auflösung bei allen drei Bildern gleich, **links:** Koexistenz zweier Fragmente $B_{\text{ex}} \leq 500$ mT, Belichtungszeit 10 ns, **mitte:** Elongation bei $B_{\text{ex}} = 0$ mT, Belichtungszeit 30 ns, **rechts:** Elongation im Winkel von 45° zur Magnetfeldrichtung bei $B_{\text{ex}} \leq 500$ mT, Belichtungszeit 10 ns.

tragen einen Strom von $10 \dots 30$ A.

Die Anzahl der Fragmente pro Brennfleck variiert stärker als der Strom pro Brennfleck, was sich in den Versuchen darin äußerte, daß bei Verringerung des Stromes unterhalb 15 A auch Brennflecken mit nur einem oder zwei Fragmenten zu beobachten sind.

Wegen der schnellen Bewegung der Fragmente sind kurze Belichtungszeiten nötig, um die Fragmente aufzulösen. Das wird noch genauer im Abschnitt 4.3 diskutiert. Überraschenderweise wurde kein offensichtlicher Unterschied in der Fragmentdynamik mit externem Magnetfeld und ohne dieses beobachtet. In beiden Fällen ist eine mehr oder weniger regelmäßige Anordnung, wie sie auch in der Abbildung 4.1 zu sehen ist, typisch. Abweichungen von dieser Konfiguration, wie etwa eine lineare Kette von Fragmenten, gab es in beiden Fällen nur sehr selten.

Daher wurde der Bogenstrom auf $5 \dots 15$ A reduziert, was ermöglicht, Brennflecke zu untersuchen, die lediglich aus einem Fragment bestehen. Es wurde dabei ausgeschlossen, daß sich bei den ausgewerteten Aufnahmen auf der der Kamera abgewandten Kathodenseite Brennflecke befinden.

Wählt man einzelne Aufnahmen, so ist dort keine Vorzugsrichtung zu erkennen. Erst bei der Auswertung mehrerer Aufnahmen oder einem Beobachtungsausschnitt, der wesentlich größer als der der Brennfleckdimensionen ($\gg 100 \mu\text{m}$) ist, ist die retrograde Bewegung als gerichtete Bewegung zu

erkennen. In diesem Versuch war für letzteres jedoch der Beobachtungsausschnitt bzw. der Kathodendurchmesser zu klein, so daß zu einer statistischen Auswertung der Bilder gegriffen werden mußte.

Häufig, jedoch nicht immer, wurde bei Fragmenten eine Elongation, wie sie die Abbildungen 4.2 mitte und rechts zeigen, beobachtet. Um die Bevorzugung einer bestimmten Richtung zu erfassen, wurden vier Richtungsgebiete mit einer Breite von 45° festgelegt und ausgewertet. Eine Zusammenfassung von Ereignissen in Bereiche war wegen der geringen Anzahl verwertbarer Ereignisse notwendig.

Mit einer räumlichen Auflösung von $2\text{ }\mu\text{m}/\text{Pixel}$ und einer zeitlichen kleiner als 30 ns sieht man, daß die Fragmente gemittelt über mehrere Entladungen eine Elongation mit einer schwachen Magnetfeldabhängigkeit zeigen.

Die erhaltenen Verteilungen zeigt Abbildung 4.3. Der Richtungssinn ist aus den Aufnahmen nicht ersichtlich. Da sich die Dynamik der Fragmente auf Skalen $< 10\text{ ns}$ bewegt (Abbildung 4.4), ist es auch schwer, aus den Bildfolgen für jede Aufnahme einen eindeutigen Richtungssinn zu bestimmen.

Es wurden ebenso die nichtelongierten Fragmente erfaßt und Vergleichsaufnahmen ohne Magnetfeld vorgenommen. Ohne Magnetfeld (Abbildung 4.3 rechts) ist die häufigste Elongation 0° . Mit externem Magnetfeld ist die Elongationsrichtung um 45° am häufigsten. Das externe Magnetfeld zeigt dabei in 0° -Richtung.

Des weiteren ist ein vermindertes Auftreten von runden Fragmenten (rd) zu beobachten, wenn die Belichtungszeit verkürzt wird. Einhergehend mit der schwächeren Intensität bei kürzerer Belichtung, nimmt die Anzahl der mehrdeutigen Fragmente (md) zu.

Neben der Elongation von Fragmenten wurde ihre Teilung beobachtet (Abbildung 4.2 links). Jedoch liegen nicht genug Daten vor, die eine explizite Aussage über eine bevorzugte Teilungsrichtung zulassen. Das liegt daran, daß von 1000 Entladungen etwa 10 bis 20 verwertbar sind und nur bei etwa ein oder zwei Entladungen eine Teilung zu beobachten ist.

Weitere Aufnahmen wurden mit langen Belichtungszeiten (Abbildung 4.5), gemacht, um eine Nettobewegung über einen längeren Zeitraum ($40 \dots 100\text{ }\mu\text{s}$) zu untersuchen. Diese zeigten, daß auf kleinen Maßstäben auch bei langer Belichtung — $100\text{ }\mu\text{s}$ entsprechen etwa 1000 Elementarschritten — nur die zufällige Bewegungskomponente zu sehen ist.

Ein zweiter interessanter Aspekt ist das Auftreten heller Bereiche in Abbildung 4.5. Ebenso scheint die Bahn nicht geschlossen zu sein. Hier jedoch ist zu berücksichtigen, daß die Aufnahmen mit Belichtungszeiten im Mikro-

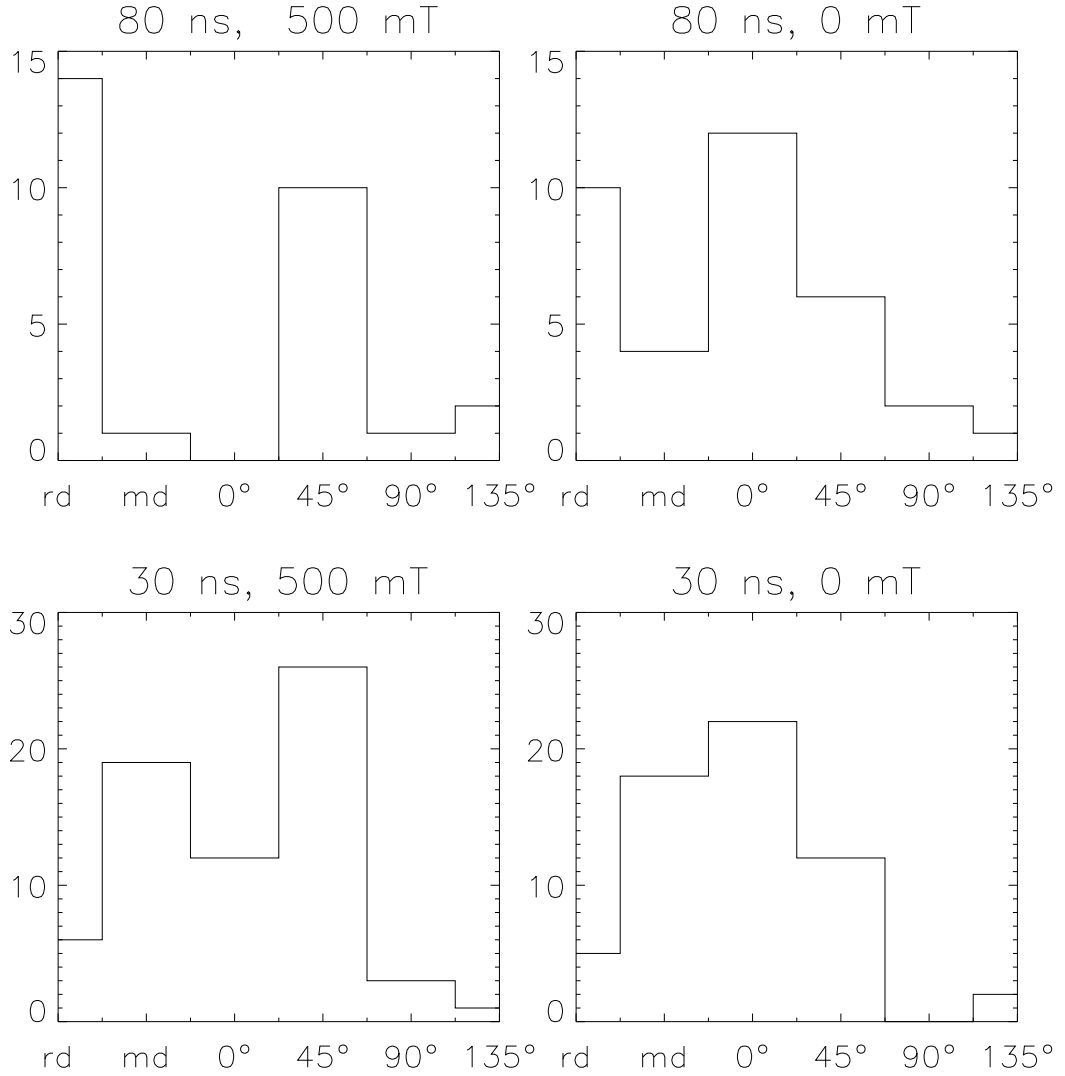


Abbildung 4.3: Verteilung der Elongationsrichtung (Ordinate: Anzahl der Ereignisse), sowie die Anzahl der runden (rd) Fragmente, Fragmente mit keiner eindeutigen Zuordnung wurden unter mehrdeutig (md) gezählt, $I_{\text{arc}} = 6 \dots 7$ A, $B_{\perp} = 500$ mT, Belichtungszeiten 80 und 30 ns. Richtung von $B_{\text{ex}} = 0^\circ$.

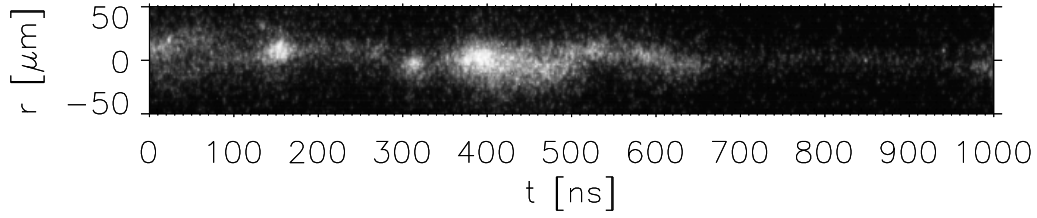


Abbildung 4.4: Streakaufnahme eines Fragmentes $I_{\text{arc}} = 13 \text{ A}$, $B_{\perp} = 200 \text{ mT}$, Belichtungszeit $1 \mu\text{s}$, Magnetfeldrichtung wie in Abbildung 4.2.

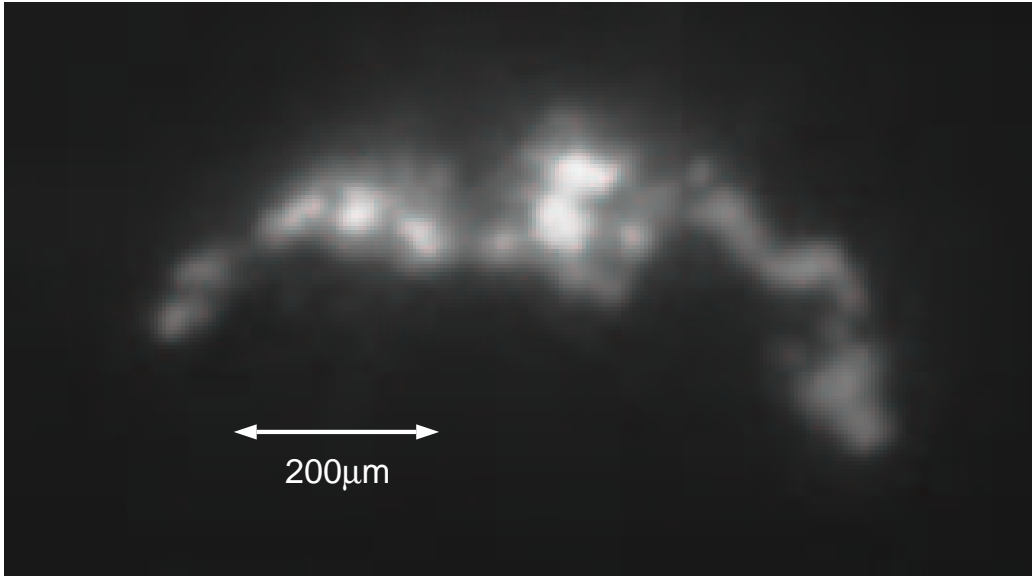


Abbildung 4.5: Brennfleckbahn bei langer Belichtung $I_{\text{arc}} = 10 \dots 12 \text{ A}$, $B_{\perp} \approx 80 \text{ mT}$, Belichtungszeit $100 \mu\text{s}$. Der Brennfleck wird links auf der Kathodenspitze gezündet und bewegt sich im Laufe der Entladung nach rechts, wobei eine auch partielle Rückkehr nach links nicht ausgeschlossen ist.

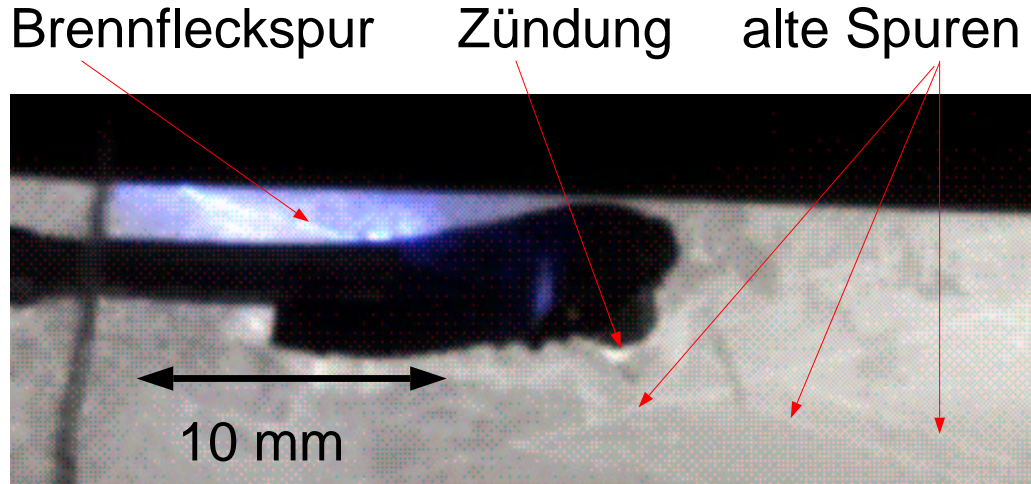


Abbildung 4.6: Robson-Drift auf heißer Molybdänkathode: Kathodentemperatur 1550 K, das Magnetfeld zeigt im Winkel von 45° aus der Papierebene heraus $B = 360$ mT, Bogenstrom $I_{\text{arc}} = 40$ A abfallend. Eine waagerechte Bewegung entspräche der retrograden Bewegung bei rein transversalem Magnetfeld. Im Vordergrund ist der Triggerstift zu sehen, wo auch die Brennfleckbahn beginnt. Kantenfilter mit $\lambda_0 < 600$ nm.

sekundenbereich mit einer geringeren Empfindlichkeit erfolgten.

4.2 Aufbau B: Heizbare Kathode

Ziel der Messungen mit der heizbaren Kathode, war es, den Einfluß der Oberfläche auf die retrograde Bewegung zu untersuchen. Es sind, abgesehen von der Dicke der Bahnen, qualitativ bei Temperaturerhöhung keine Unterschiede im Verhalten der Brennflecke zu erkennen. Die retrograde Bewegung, einschließlich Robson-Drift, tritt gut reproduzierbar bei allen im Versuch eingestellten Temperaturen auf (Abbildung 4.6). Die geometrischen Verhältnisse sind aus Abbildung 2.3 auf Seite 16 ersichtlich.

Bei Tantal wurde bis zu einer Kathodentemperatur von 2100 K Robson-Drift beobachtet. Die Brennfleck-Bahnen sind über die Gesamtstrecke gerade, weisen jedoch eine leichte Zickzack-Form auf.

Bei den Aufnahmen, wo es auf Grund der kälteren Kathode möglich war, ohne Filter zu arbeiten, ist es sehr gut zu erkennen, wie das Plasma in

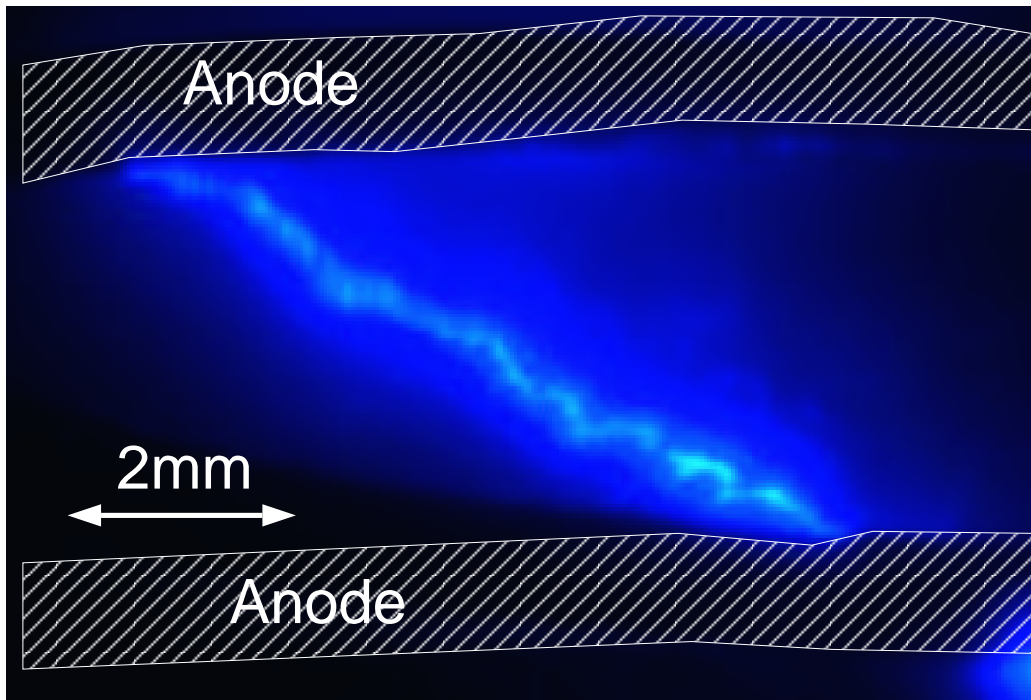


Abbildung 4.7: Robson-Drift auf heißer Tantalkathode: Kathodentemperatur 1800 K, Magnetfeld und Bogenstrom wie in voriger Abbildung. Retrograde Bewegung erfolgt nach links, $I_{\text{arc}} = 20$ A, Filter 439 nm.

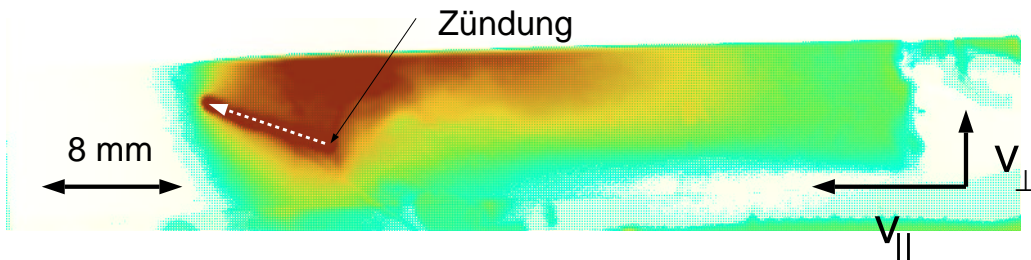


Abbildung 4.8: Asymmetrische Plasmaausbreitung im Magnetfeld: Kathodentemperatur 1100 K, Magnetfeld und Bogenstrom wie in voriger Abbildung. Retrograde Bewegung erfolgt nach links, dort ist deutlich die Plasmaante zu sehen. Falschfarben-Darstellung, vergrößerter Bildausschnitt, kein Filter, die Abbildung zeigt die gesamte Entladung.

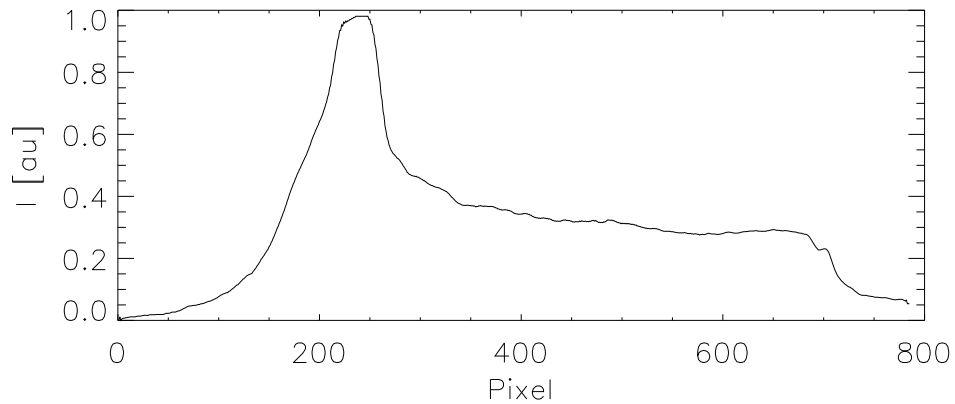


Abbildung 4.9: Horizontalprofil der vorigen Abbildung (4.8). Retrograde Bewegung erfolgt nach links. Gut ist die asymmetrische Plasmaausbreitung zu sehen. Das Profil geht durch den Startpunkt der Brennfleckbahn.

Lorentz-Richtung getrieben wird. Es ist auf der retrograden Seite (Abbildung 4.8 links) eine nahezu scharf begrenzte Plasmakante zu sehen, während sich das Plasma auf der Seite in Lorentz-Richtung langsam verdünnt. Sehr gut ist das im Intensitätsprofil Abbildung 4.9 zu erkennen.

Problematisch ist es bei höheren Temperaturen, den Bogen auf der heißen Kathode zu zünden. Es ist zu beobachten, daß der Bogen bei Temperaturen oberhalb 1500 K auf die kalten Randzonen oder Halterungen der Kathode ausweicht, selbst wenn dort der Abstand zur Anode größer als auf den heißen Stellen ist.

Die Spuren auf den Molybdän- und Tantalkathoden wurden auch mit einem Raster-Elektronenmikroskop untersucht. Abbildung 4.10 zeigt eine solche Spur auf einer der Tantalkathoden. Aus den Aufnahmen ist zu erkennen, daß die Bahnen ähnliche Strukturen wie die Open-Shutter-Aufnahmen aufweisen. Auch hier sind im Abstand von 200...300 μm größere Krater zu erkennen. Die Aufnahmen mit dem Elektronenmikroskop zeigen auch bei Molybdän und Tantal, daß die Krater keine Vorzugsrichtung aufweisen.

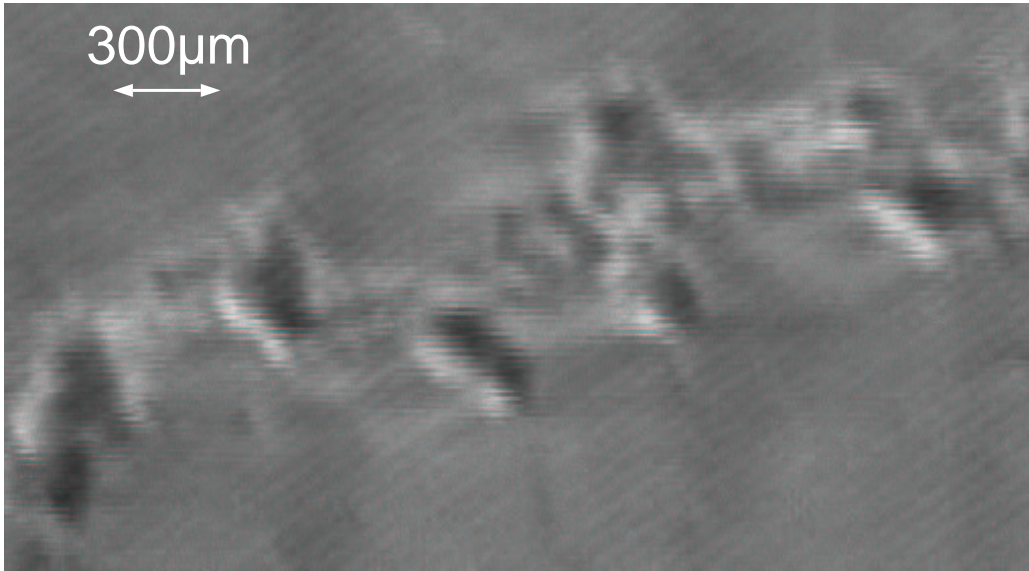


Abbildung 4.10: SEM-Aufnahme der Tantal-Kathode, Kraterspur

4.3 Aufbau C: Plankathode

Es wurde beobachtet, daß der Brennfleck im Magnetfeld im Vergleich zur chaotischen Bewegung relative lange, d.h. $1 \dots 10 \mu\text{s}$, eine zufällige Bewegung vollführt, bevor er einen Schritt in die retrograde Richtung unternimmt.

Um die Verweildauer, d.h. die zu einem retrograden Schritt gehörige Zeit zu ermitteln, wurden mit der Imacon-Kamera Mehrfachbelichtungen mit ansteigenden Abständen zwischen den Belichtungen aufgenommen. Innerhalb jedes Bildkanals i wurden die Abstände $\Delta\tau_i$ zwischen den Belichtungen konstant gelassen, jedoch im folgenden Kanal verdoppelt $\Delta\tau_{i+1} = 2\Delta\tau_i$ usw. Ein Beispiel zeigt Abbildung 4.11. Auf diese Weise wurden Zeitbereiche von 500 ns bis $64 \mu\text{s}$ erfaßt.

Sind auf einer solchen Aufnahme in einem Kanal vier separate Brennflecke zu sehen, so war zwischen den Belichtungen genug Zeit, mindestens einen Schritt auszuführen. Sind nur zwei oder weniger Brennflecke zu sehen, im nächsten Kanal jedoch vier, so liegt die Zeit für einen Schritt zwischen den Pausen der beiden Kanäle. Die Zeit zwischen den Belichtungen des folgenden Kanals wird dann als die obere Grenze für die Zeit eines retrograden Schrittes benutzt. Die Häufigkeit der Schrittzeiten zeigt Abbildung 4.12. Es traten dabei keine retrograden Schritte in Zeiten unterhalb 500 ns und oberhalb

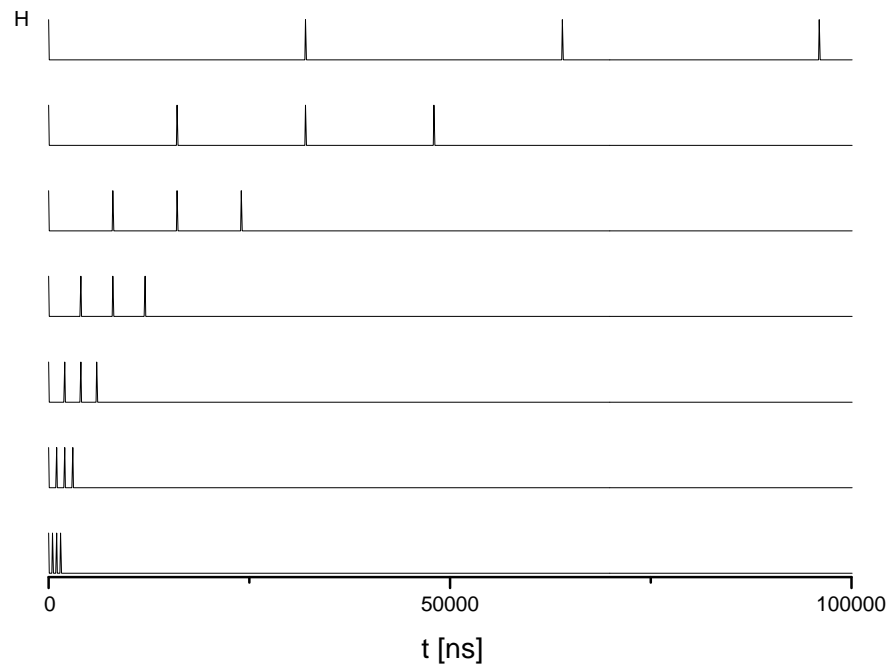


Abbildung 4.11: Zeitregime bei der Vierfachbelichtung. Das Bild zeigt die Verschlußsteuerung der einzelnen Kanäle der Imacon bei der Vierfachbelichtung. Oben Kanal sieben und unten Kanal eins. Die Pause zwischen den Belichtungen verdoppelt sich von Kanal zu Kanal. Zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ ns}$ beginnt die Kameraaufnahme, welche i.A. nicht mit der Zündung des Bogens zusammenfällt ist, sondern um einige $100 \mu\text{s}$ verzögert ist.

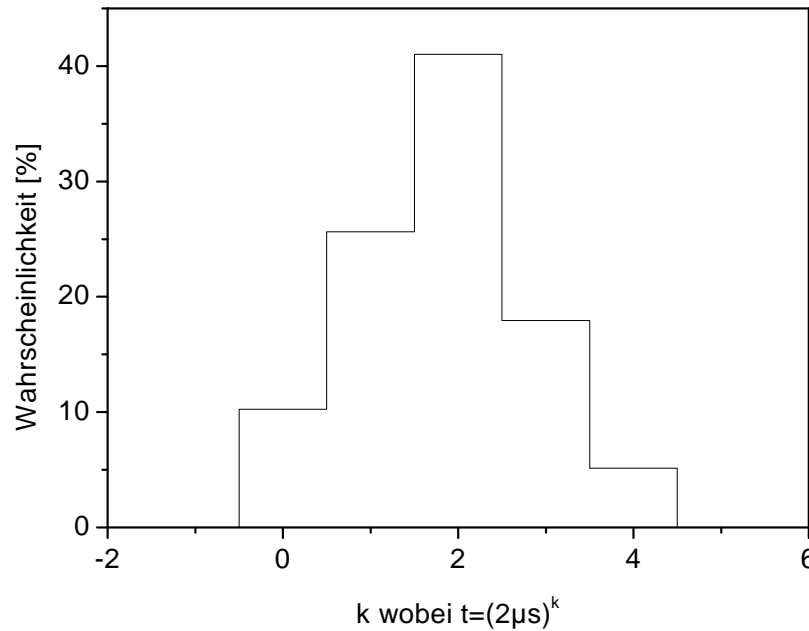


Abbildung 4.12: Häufigkeitsverteilung der Zeiten eines retrograden Schrittes

32 μs auf. Die auf diese Weise ermittelte Zeit, die zu einem retrograden Schritt gehört, liegt bei Kupfer zwischen 2 μs und 4 μs .

In einem weiteren Kanal mit einfacher Belichtung wurde überprüft, daß gleichzeitig nur ein Brennfleck bei dem entsprechenden Strom existiert.

4.3.1 Die Plasmastruktur am Brennfleckrand

Da die inneren Komponenten des Brennflecks, die Fragmente, nur geringe Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld zeigen, wurde das Plasma außerhalb des Brennflecks auf einer ebenen Kupferkathode untersucht.

Abbildung 4.13 zeigt ein Beispiel bei 30 A auf einer Kupferkathode, welches mit 10 ns Belichtungszeit aufgenommen wurde. Es sind zwei Fragmente zu erkennen. Die unregelmäßige Form der Fragmente deutet auf eine weitere Substruktur hin. Wir werden sie in Anlehnung an Kesaev [122, 123] Zellen nennen. Die Größe der Zellen ist wahrscheinlich weniger als 5 μm .

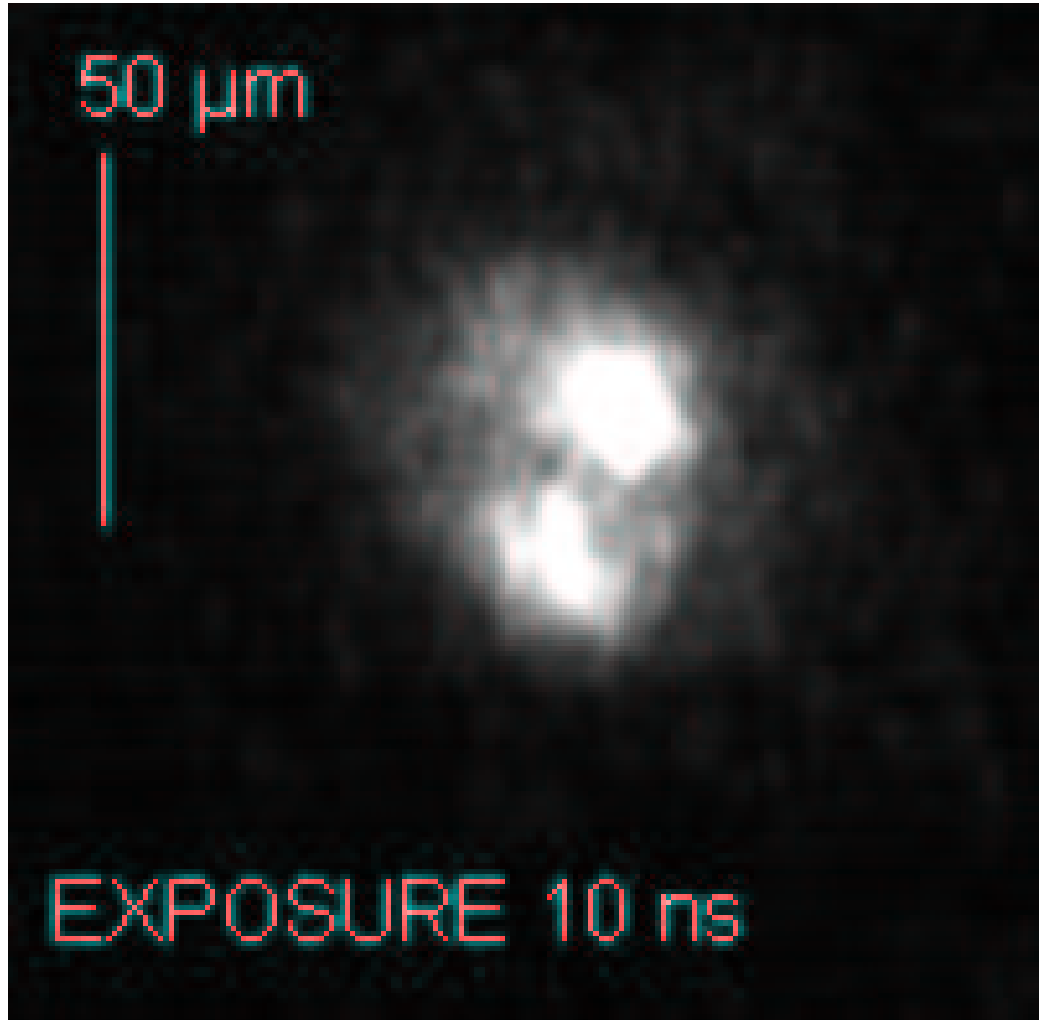


Abbildung 4.13: Brennfleck aus zwei Fragmenten bestehend. $I_{\text{arc}} = 30 \text{ A}$, $B_{\perp} = 0.36 \text{ T}$, $t_{\text{exp,i}} = 10 \text{ ns}$

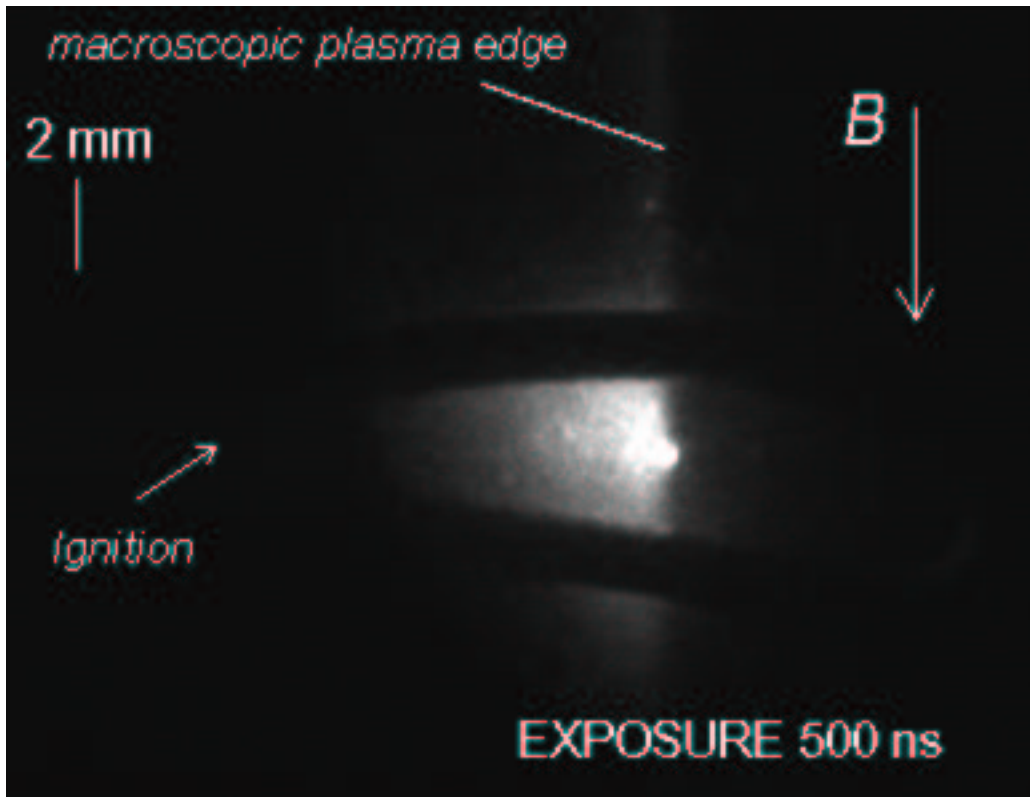


Abbildung 4.14: Makroskopische Abbildung des Brennflecks $I_{\text{arc}} = 20 \text{ A}$, $B_{\perp} = -0.41 \text{ T}$, $t_{\text{exp,i}} = 500 \text{ ns}$

Abbildung 4.14 zeigt einen 20 A-Bogen, 300 μs nach der Zündung. Die Übersichtsaufnahme wurde 500 ns lang belichtet. Als Schatten ist die U-förmige Anode zu erkennen, in deren Mitte sich der Brennfleck befindet. Unter Berücksichtigung der Entfernung vom Zündpunkt P_0 ergibt sich eine mittlere retrograde Geschwindigkeit von $v_{\text{tot}} = 45 \text{ m/s}$. Bei geringer Vergrößerung expandiert die leuchtende Plasmawolke außerhalb des Brennfleckkerns in Vorwärtsrichtung, während auf der retrograden Seite das Plasma an einer makroskopischen Kante entlang der Magnetfeldlinien gestoppt wird. Das ist das gleiche Verhalten, wie es auch bei der heißen Kathode gesehen wurde (Abbildung 4.8).

Bei starker Vergrößerung, wenn Einzelheiten der Brennfleck-Struktur aufgelöst werden sollen, ist die Plasmawolke nur schlecht sichtbar. Abbildung 4.15 zeigt ein Beispiel mit einer räumlichen Auflösung von 3 $\mu\text{m}/\text{Pixel}$. Die ersten fünf Bilder (von oben nach unten) zeigen die Fragmentdynamik während eines Zeitraumes von 100 ns, bei einer Belichtungszeit von 20 ns ohne Pause zwischen den Bildern. Die Bilder 6 und 7 wurden 10 μs später aufgenommen. Dort kann man sehen, daß in der Zwischenzeit ein retrograder Schritt von etwa 150 μm erfolgte. Dies entspricht einer Geschwindigkeit von 30 m/s. Das achte Bild zeigt eine Streakaufnahme des Objekts während die Aufnahmen 1 bis 5 gemacht wurden. Hier ist deutlich die Fragmentdynamik in Orts- und Helligkeitsfluktuationen zu sehen, welche auf einer Zeitskala von unter 50 ns stattfinden. Im allgemeinen folgt ein retrograder Schritt einem plötzlichen Ansteigen der Intensität, wie es auch von Jüttner et al. [108, 109, 112, 144] beobachtet wurde.

4.3.2 Der Einfluß der Belichtungszeit

Um das Plasma außerhalb des Brennflecks gut erkennen zu können, muß die Belichtungszeit beträchtlich erhöht werden. Als Folge davon wird der Brennfleck überbelichtet. Abbildung 4.16 zeigt eine Folge von vier Bildern mit anwachsender Belichtungszeit und annähernd gleichem Anfang: $t_{\text{exp},i}[\text{ns}] \in \{20, 200, 500, 1000\}$. Die einzelnen Aufnahmen sind um 10 ns versetzt, weil eine gleichzeitige Auslösung aller Kanäle von der Kamerasteuerung nicht ermöglicht wird. Der Unterschied von 10 ns ist jedoch im Vergleich zur Belichtungszeit zu vernachlässigen. Im ersten Bild, welches 20 ns lang belichtet wurde, sind drei Fragmente zu erkennen. Deren Bewegung wird jedoch schon verschmiert, wenn wie im zweiten Bild 200 ns lang belichtet wird. Jedoch ist auf der retrograden Seite sehr schwach eine Plasmastruktur



Abbildung 4.15: Bildsequenz mit retrogradem Schritt: $I_{\text{arc}} = 35 \text{ A}$, $t_{\text{exp,i}} = 20 \text{ ns}$, keine Pause zwischen den Bildern 1–5. Die Pause zwischen den Bildern 5 und 6 beträgt $10 \mu\text{s}$, in dieser Zeit erfolgte ein retrograder Schritt. Die Auflösung beträgt $3 \mu\text{m}/\text{Pixel}$.

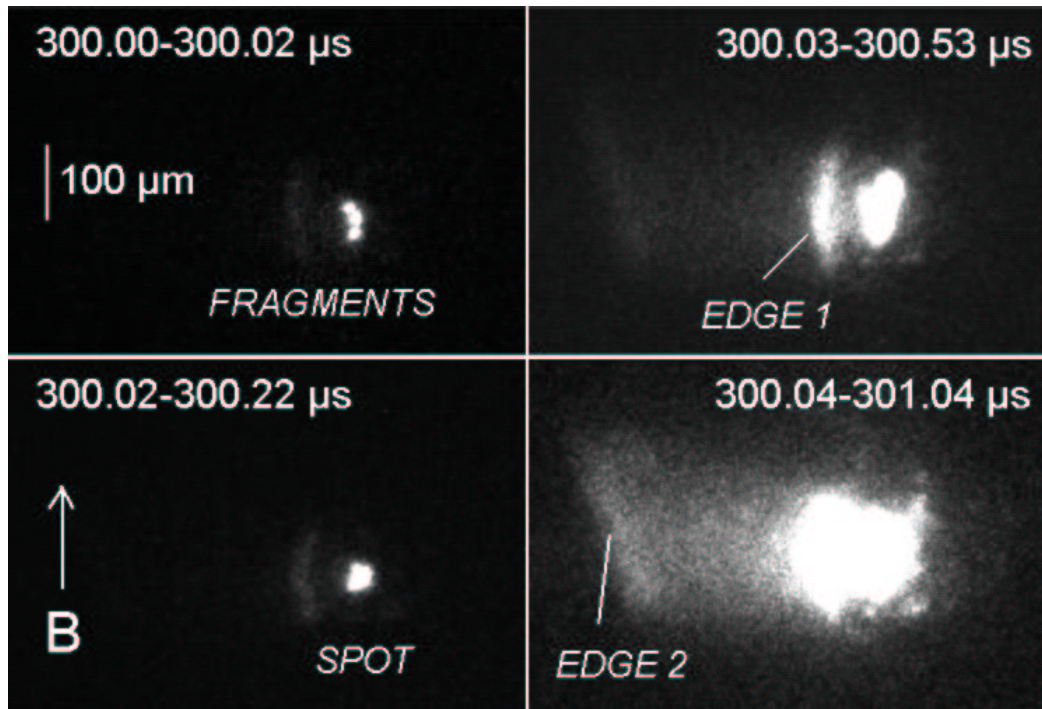


Abbildung 4.16: Der Einfluß der Belichtungszeit: Bei annähernd gleicher Anfangszeit, $I_{\text{arc}} = 25 \text{ A}$, wurden vier Aufnahmen mit ansteigender Belichtungszeit gemacht. Auflösung $2 \mu\text{m}/\text{Pixel}$

außerhalb des Brennflecks zu erkennen. Diese ist schon besser zu erkennen, wenn die Belichtungszeit auf 500 ns erhöht wird (3. Bild). Diese Plasmakante wird im folgenden mit Kante 1 bezeichnet werden. Hier beträgt ihre Entfernung vom Brennfleckzentrum etwa 80 μm .

Bereits bei 1 μs Belichtungszeit im vierten Bild, sind der Brennfleck und die erste Kante überbelichtet und bilden einem hellen Fleck, dessen Komponenten nicht mehr unterscheidbar sind. Hier jedoch ist eine weitere Plasmaregion zu erkennen, welche sich trapezförmig und einigermaßen scharf begrenzt in retrograder Richtung ausbreitet. Ihre Kante befindet sich 350 μm in retrograder Richtung vom Brennfleckzentrum entfernt. Sie wird im folgenden mit Kante 2 bezeichnet werden. Alle vier Bilder wurden mit gleicher räumlicher Auflösung aufgenommen.

In Abbildung 4.17 ist das brennflecknahe Plasma in der Form von Jets zu erkennen. Auch die im Zusammenhang mit Abbildung 4.14 genannte makroskopische Kante ist zu erkennen. Sie entspricht der Confinement-Linie von Drouet (Abschnitt 2.5.2). Ihr Abstand zum Brennfleckzentrum beträgt 100 μm . Dies entspricht der ersten Plasmakante in Abbildung 4.16.3.

4.3.3 Abhängigkeit von der Höhe über der Kathode

Fokussiert man die Aufnahmeoptik auf eine Ebene 100 bis 500 μm über der Kathodenoberfläche, so verschwindet das leuchtende Trapez der Plasmastruktur. Folglich ist diese Erscheinung eine kathodennahe. Man kann daher und nicht zuletzt wegen der scharfen lateralen Grenzen vermuten, daß das Trapez von einer Folge schneller, flach über der Kathode emittierter Jets gebildet wird.

4.3.4 Zeitverhalten der Jets

Die Jets treten unter Winkeln von maximal $\pm 45^\circ$ in retrograder Richtung auf. Dies hat sich schon bei den mikroskopischen Aufnahmen der Fragmente im Versuch A angedeutet. Die leichte Bevorzugung einer Richtung, d.h. $+45^\circ$ oder -45° die in einigen Abbildungen zu sehen ist, änderte sich im Verlaufe der Versuche häufiger und konnte keinem Parameter zugeordnet werden. Vermutlich handelt es sich um einen Geometrieffekt.

Bei einer Belichtungszeit von 50 ns ist in Abbildung 4.18 zu erkennen, daß die Plasmakante 1 entlang dieser Winkel geteilt ist. Es hat sich gezeigt, daß auf einer Längenskala $< 500 \mu\text{m}$ der Brennfleck sich entlang dieser Winkel

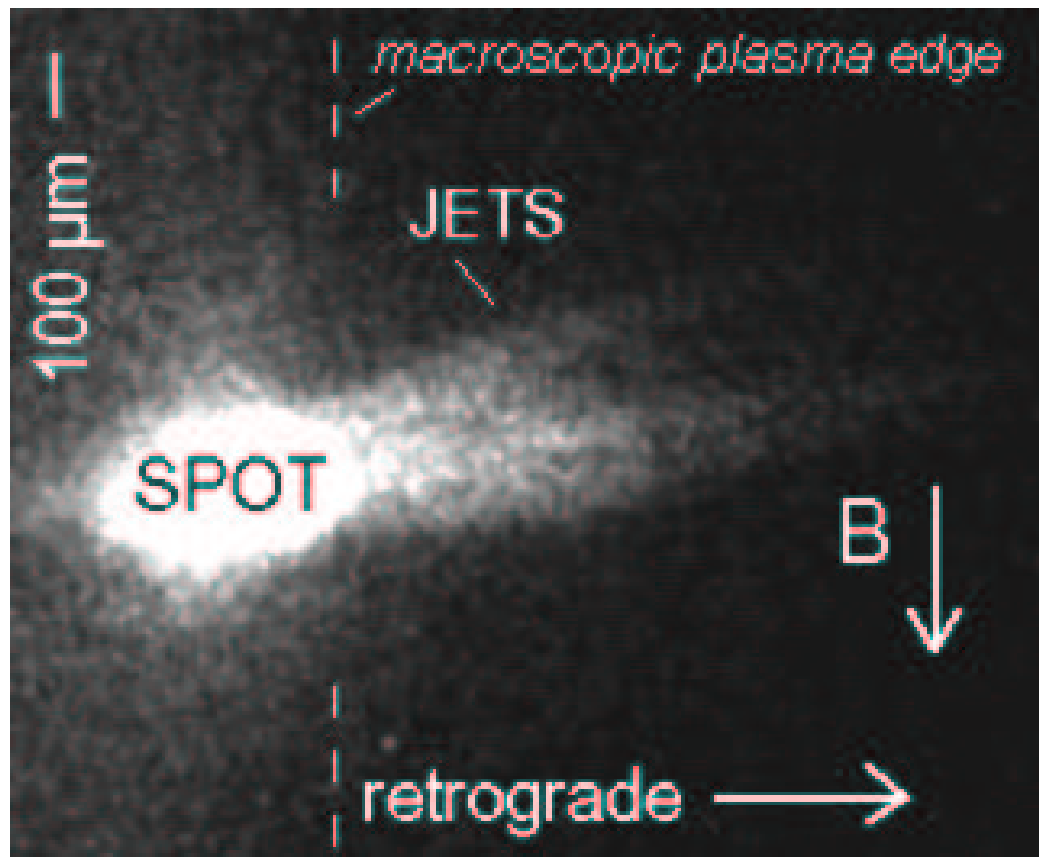


Abbildung 4.17: Aus dem überbelichteten Brennfleck werden mehrere Jets in retrograder Richtung emittiert. Gestrichelt ist makroskopische Plasmakante markiert, wie sie auch in der Übersichtsaufnahme [4.14](#) zu sehen ist.

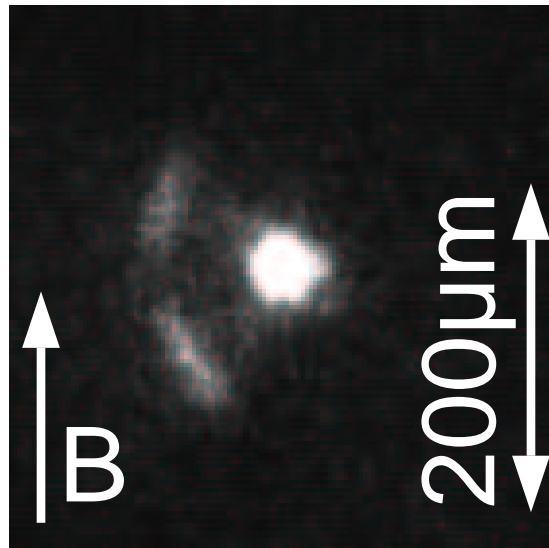


Abbildung 4.18: Bei hoher Auflösung und kürzerer Belichtungszeit ($t_{\text{exp}} = 50 \text{ ns}$), ist die Plasmakante nicht geschlossen. Die Situation ähnlich zu Abbildung 4.16.2.

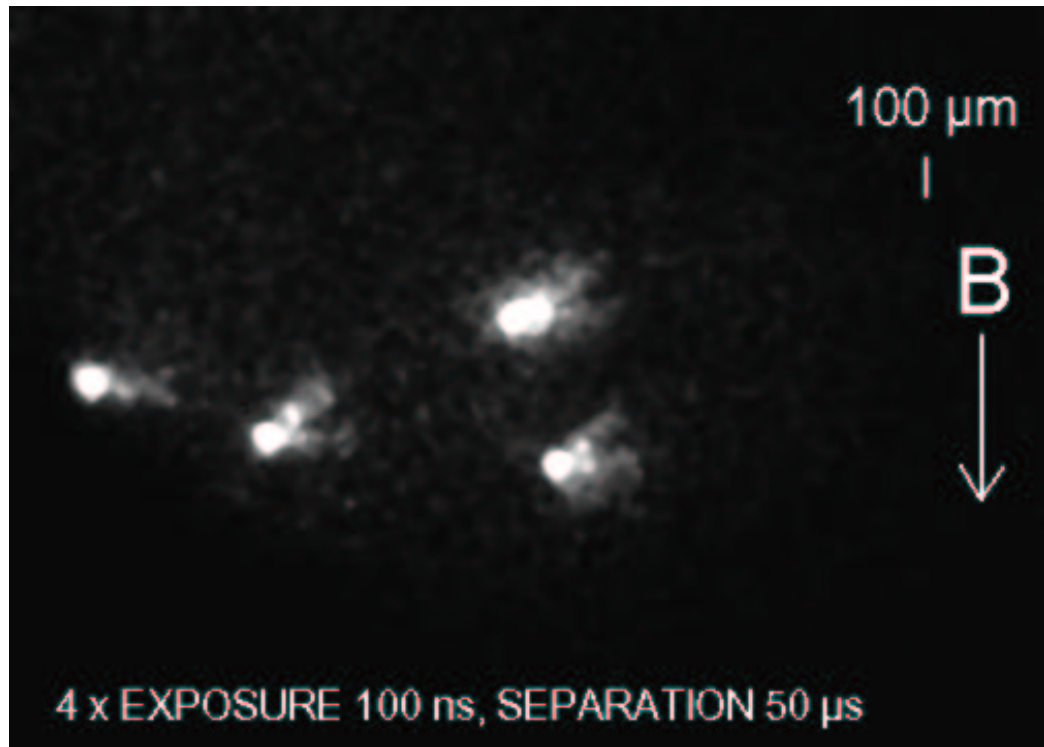


Abbildung 4.19: Bewegung in Jetrichtung 20 A, 5 $\mu\text{m}/\text{Pixel}$, $t_{\text{exp},i} = 100 \text{ ns}$, Vierfachbelichtung mit je 50 μs Pause zwischen den Belichtungen.

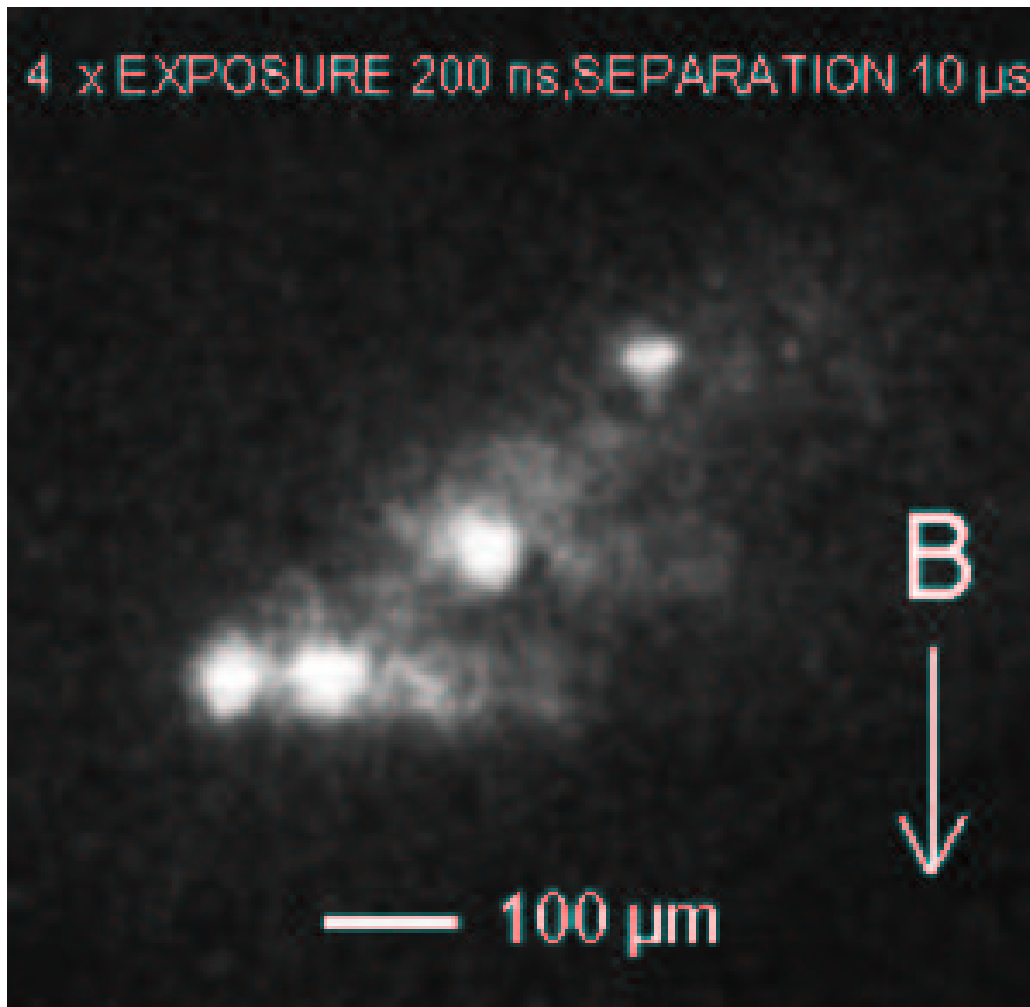


Abbildung 4.20: Neue Brennflecken werden im Bereich der Jets gezündet. $t_{\text{exp},i} = 200 \text{ ns}$, Vierfachbelichtung eines einzelnen Brennflecks mit je $10 \mu\text{s}$ Pause zwischen den Belichtungen.

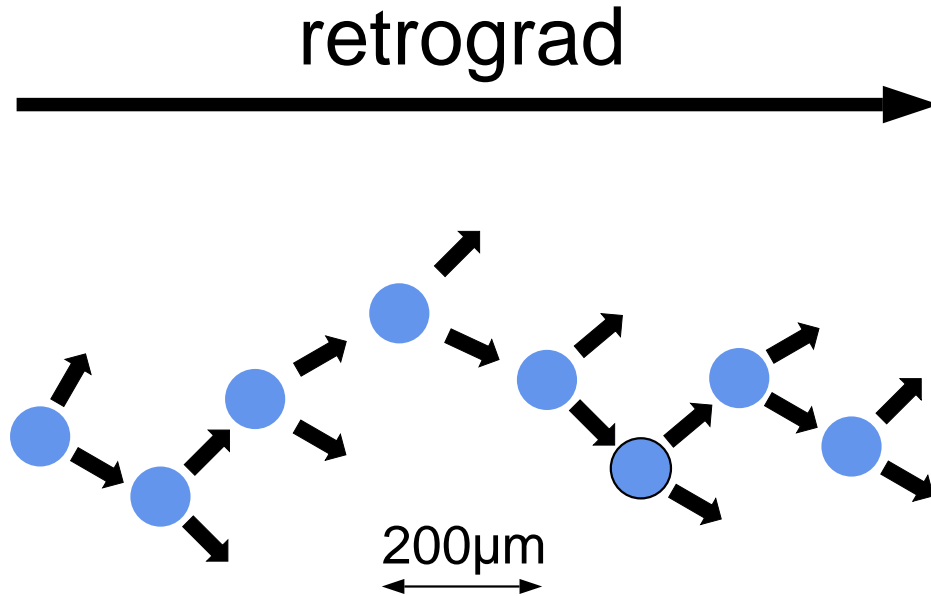


Abbildung 4.21: Brennfleckbewegung schematisch: Die Pfeile deuten die Emissionsrichtung der Jets und damit die mögliche Richtung für den nächsten Schritt an.

versetzt. Das ist — um Alignmentfehler auszuschliessen — am besten in Aufnahmen zu sehen, bei denen ein Kanal mehrfach belichtet wurde. In Abbildung 4.19 ist eine vierfach belichtete Aufnahme eines Brennflecks zu sehen, bei der der Abstand zwischen den Belichtungen $50\text{ }\mu\text{s}$ betrug. Die Kontrolle darüber, ob es sich wirklich um einen Brennfleck handelt, kann man mit parallel aufgenommenen Einzelbelichtungen in den anderen Kanälen erreichen.

In Abbildung 4.20 wurde die Zeit zwischen den Belichtungen auf $10\text{ }\mu\text{s}$ reduziert. Es ist offenkundig, daß der neue Brennfleck in einem Jet des alten entsteht. Da die Jets nicht in exakt retrograder Richtung emittiert werden, sondern wie oben erwähnt, unter unterschiedlichen Winkeln, ist die mikroskopische Bewegung eine Zickzack-Bewegung, wie es schematisch in Abbildung 4.21 oder bei langen Belichtungszeiten, wie in Abbildung 4.22 (Belichtungszeit $100\text{ }\mu\text{s}$) zu sehen ist. Zum besseren Verständnis ist hier eine weitere elektronenmikroskopische Aufnahme (wie in Abschnitt 4.2) einer Kraterspur abgebildet (Abbildung 4.23). Die Gegenüberstellung zeigt, daß analog zu

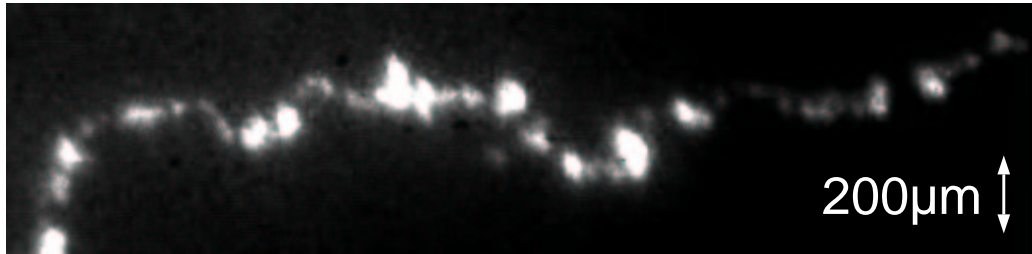


Abbildung 4.22: Brennflleckspur bei langer Belichtung von 100 μs

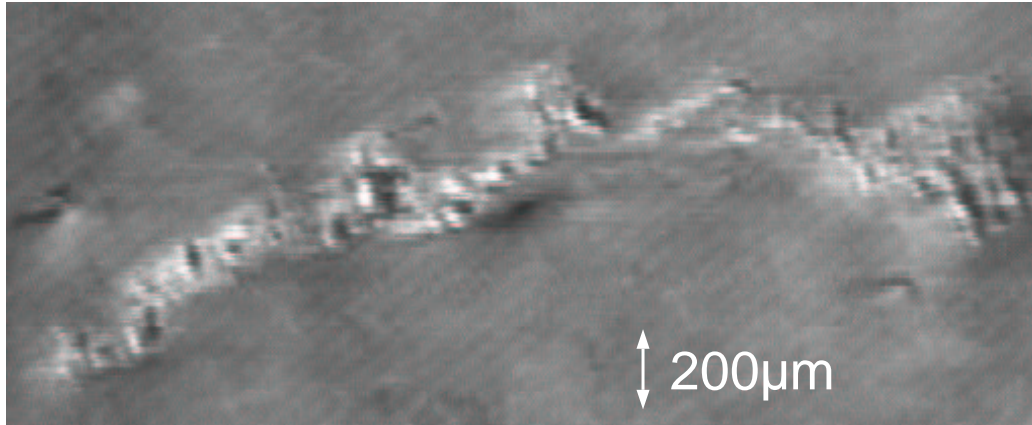


Abbildung 4.23: Zur Gegenüberstellung mit der vorigen Abbildung (4.22) sieht man hier eine weitere elektronenmikroskopische Aufnahme einer Spur auf der Tantal-kathode mit gleichem Maßstab wie in Abbildung 4.22.

den hellen Bereichen in der Aufnahme des Brennflleckplasmas (Abbildung 4.22), in der Kraterspur Bereiche mit großen Kratern existieren, die ähnliche Abstände zueinander aufweisen wie die hellen Bereiche in der Kameraaufnahme bei diesem Experiment oder dem Experiment A.

4.3.5 Die zweite Plasmakante

Gelegentlich wurden auch kompliziertere Plasmastrukturen beobachtet. In Abbildung 4.24 ist das Belichtungsregime ähnlich wie in Abbildung 4.16 mit vier Aufnahmen, die annähernd zur gleichen Zeit beginnen, und mit einer Belichtungszeit, die von Bild zu Bild erhöht wird. Beginnend mit 500 ns im ersten Bild ist die erste Plasmakante in der Nähe des Brennflacks zu sehen.

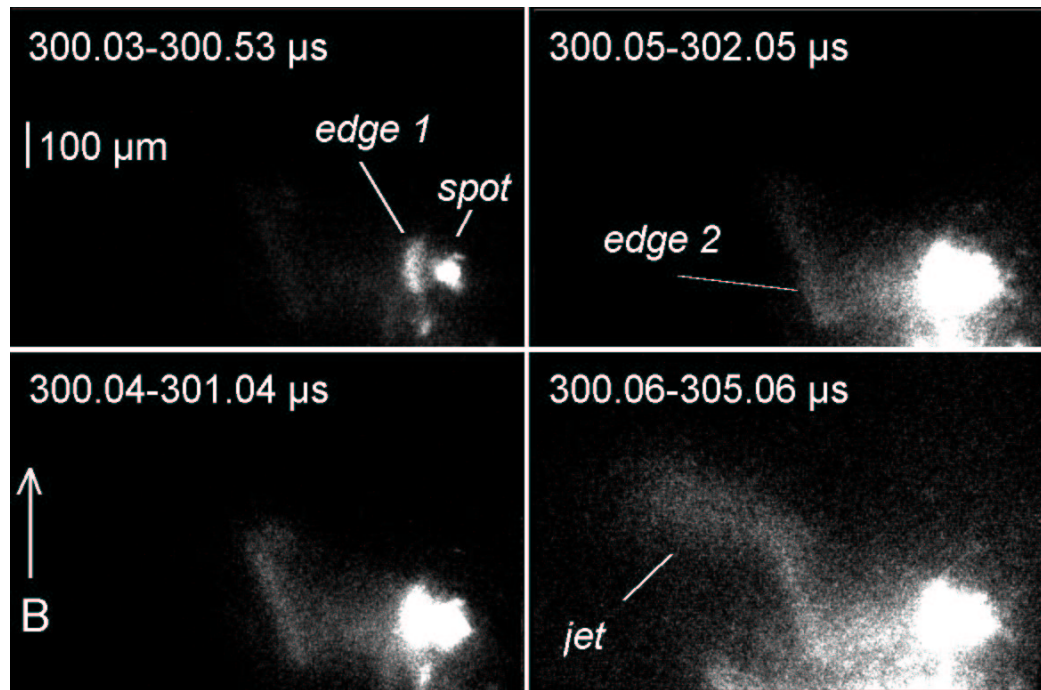


Abbildung 4.24: Zweite Plasmakante, steigende Belichtungszeit

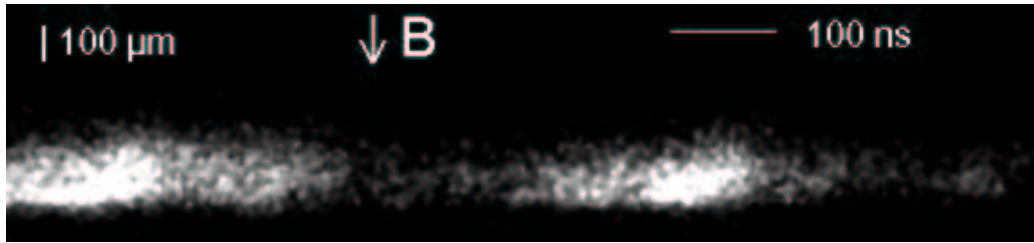


Abbildung 4.25: Streakaufnahme eines Brennflecks mit Jetaktivität

Bei Belichtungszeiten von 1, 2 und 5 μs in den folgenden Aufnahmen wird die Jetregion sichtbar. Sie endet bei der Plasmakante 2, wie der zweiten Aufnahme angedeutet ist. Nun ist in der vierten Aufnahme ein Jet zu sehen, der an der oberen Ecke von Kante zwei beginnend sich in retrograder Richtung ausbreitet.

Im allgemeinen läßt sich noch bemerken, daß sich Veränderungen in der Plasmastruktur zwischen den Kanten eins und zwei sich in Zeiträumen unterhalb 50 ns abspielen.

4.3.6 Jetgeschwindigkeit

Wenn die Jets unter Winkeln größer als 30° emittiert werden, wie z.B. in Abbildung 4.17, dann ist es möglich mit der Streakkamera, die einen vertikalen Schlitz besitzt, die Jetgeschwindigkeit abzuschätzen. Abbildung 4.25 zeigt ein Beispiel einer solchen Streakaufnahme. Hier zeigt sich, daß Helligkeitspeaks im Brennfleckzentrum verzögert am Rand reproduziert werden. Das ist deutlich in den Helligkeitsprofilen in 4.26 zu sehen. Das Profil, welches durch das Brennfleckzentrum verläuft, zeigt gleiche Peaks eher als das Profil 100 μm oberhalb des Brennfleckzentrums. Aus der Verzögerung kann die mittlere Jetgeschwindigkeit ermittelt werden. Die Auswertung mehrerer Aufnahmen führte zu der Verteilung, wie sie Abbildung 4.27 zeigt. Ihr Maximum liegt bei 3 km/s. Berücksichtigt man, daß die Verteilung nur die Horizontalkomponente der Geschwindigkeit darstellt, so erhält man für den Betrag der absoluten Geschwindigkeit etwa 5 km/s.

4.3.7 Weitere Beobachtungen

Letztlich sollen noch zwei weitere interessante Beobachtungen erwähnt sein:

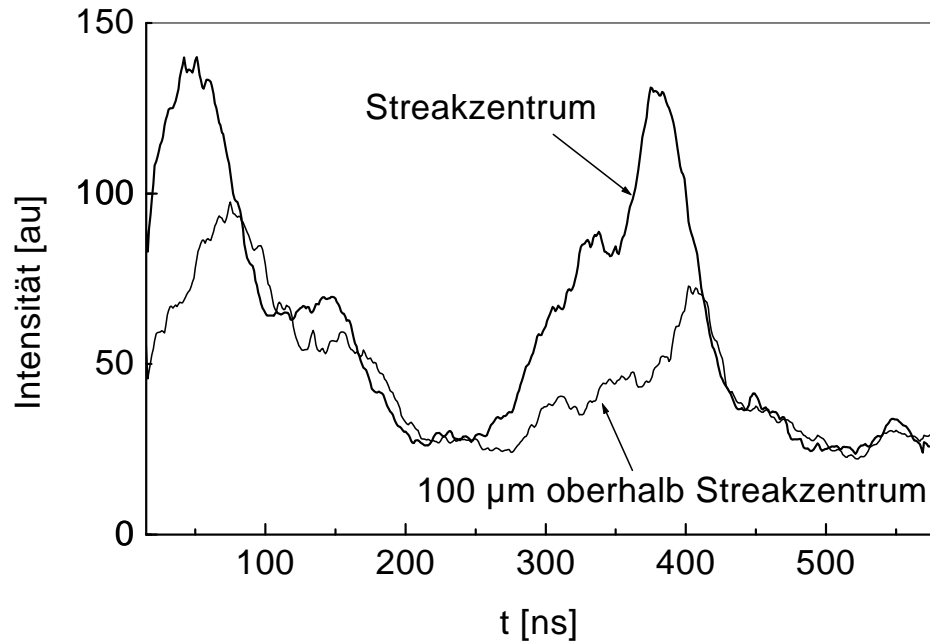


Abbildung 4.26: Streakprofil aus der vorigen Abbildung. Es ist zu erkennen, dass markante Peaks aus dem Profil, welches durch das Streakzentrum gelegt wurde, sich etwas später in dem Profil, welches 100 μm versetzt durch die Aufnahme gelget wurde, wiederholen.

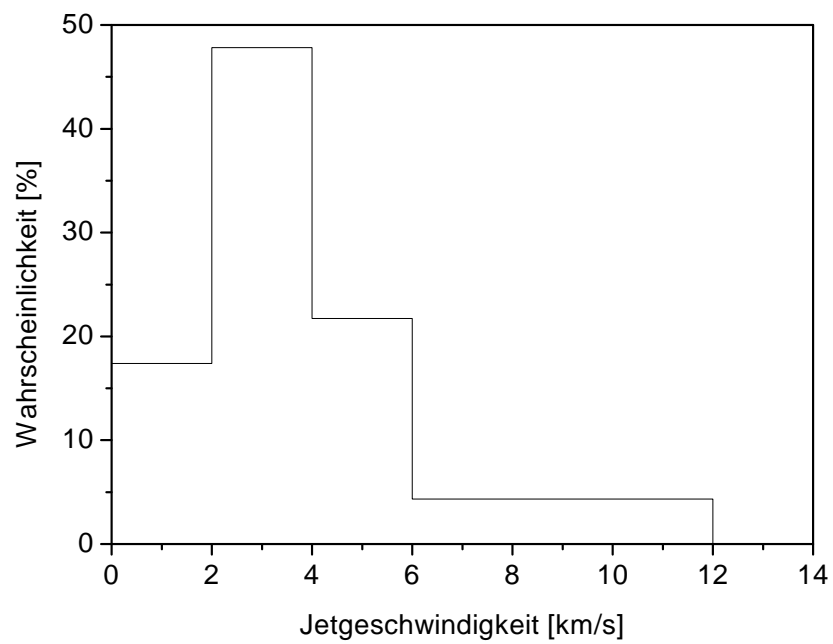


Abbildung 4.27: Aus den Streakaufnahmen ermittelte relative Häufigkeiten der Jetgeschwindigkeit (Vertikalkomponente).

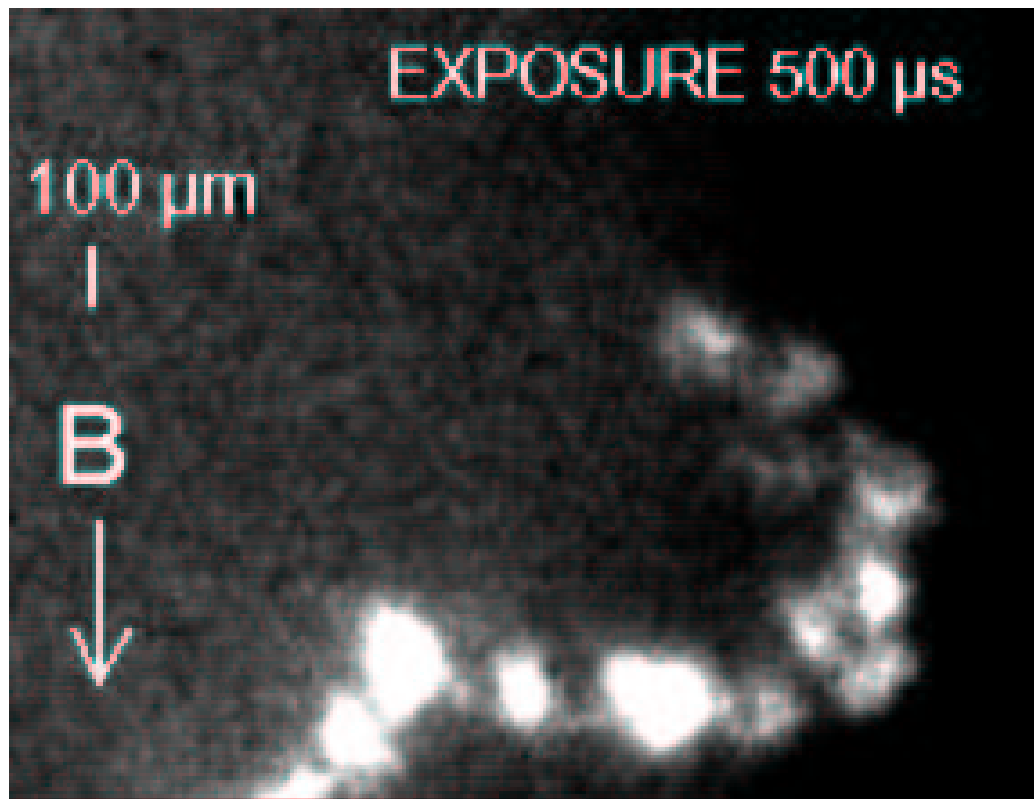


Abbildung 4.28: Einzelspur vor dem Verlöschen (Open-Shutter)

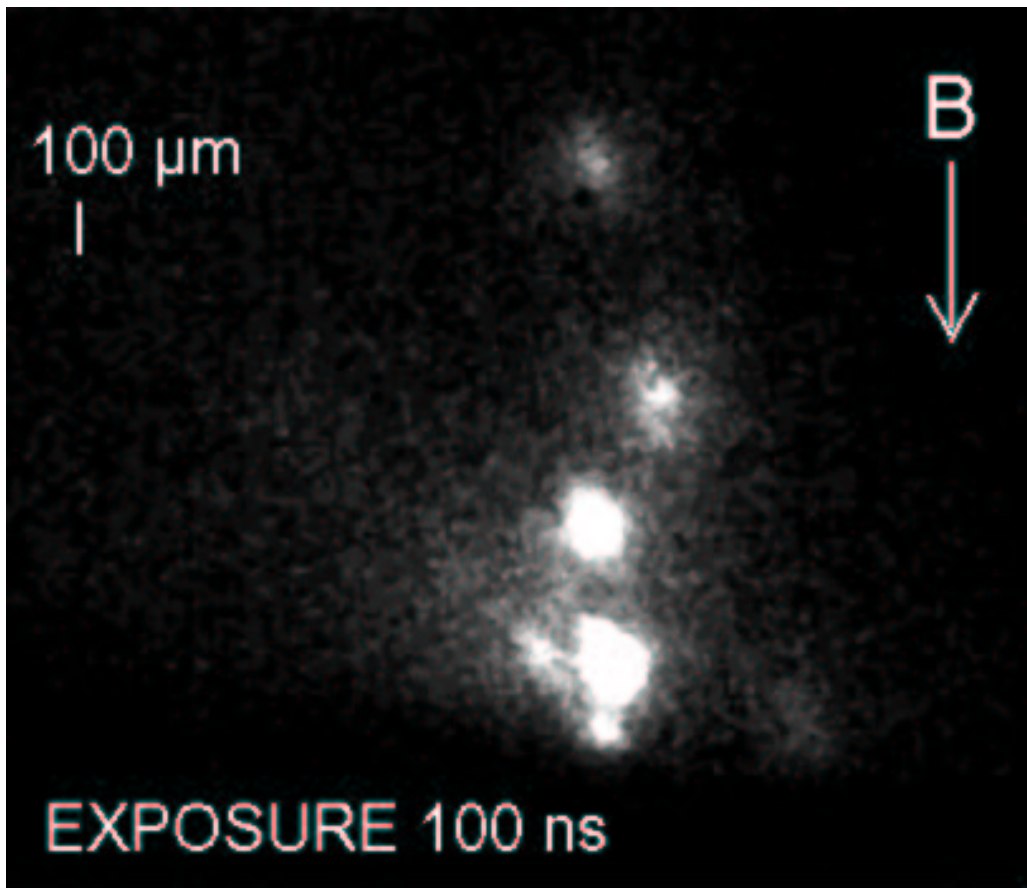


Abbildung 4.29: Brennfleck-Ausrichtung senkrecht zur Bewegungsrichtung

Verlöschen

Kurz vor dem völligen Verlöschen eines Brennflecks wird seine Bewegung zufällig oder kehrt sich um (Abbildung 4.28). Dieses Phänomen wurde auch, wie in Abschnitt 2.4.3 besprochen, von Kesaev beobachtet.

Ausrichtung

Wenn mehrere Brennflecken gleichzeitig existieren und ihr Abstand größer als ein kritischer Abstand ist, der auf Kupfer etwa $100\text{ }\mu\text{m}$ beträgt, ordnen sie sich entlang der Feldlinien des Magnetfelds wie es in der Einführung, Abschnitt 2.4.4 besprochen wurde. Abbildung 4.29 zeigt dazu ein Beispiel. Die Ausrichtung stimmt dabei mit der beobachteten Plasmakante überein.

Kapitel 5

Auswertung

In diesem Kapitel werden die Auswertungen diskutiert, die nicht an ein bestimmtes Experiment gebunden waren, sondern die Daten der Versuche B und C benutzen.

5.1 Bestimmung der Schrittlängen

Die Auswertung der Schrittlängen der Brennfleckdynamik erfolgte für die Experimente mit der kalten und der geheizten Tantalkathode sowie mit der Kupferkathode im statischen Magnetfeld. Es wurden verschiedene Verfahren benutzt:

1. Open-Shutter-Aufnahmen
2. Hochgeschwindigkeitsaufnahmen
3. Elektronenmikroskopische Aufnahmen

5.1.1 Auswertung der Open-Shutter-Aufnahmen

Es wurden für die Brennfleckbewegung auf Tantalkathoden die Schrittlängen und Driftwinkel bestimmt. Ein Schritt ist das kleinste in der Abbildung erkennbare Stück einer Bahn, das keine Richtungsänderung aufweist, wie in Abbildung 5.1 angedeutet. Die Genauigkeit bei diesem Verfahren ist durch

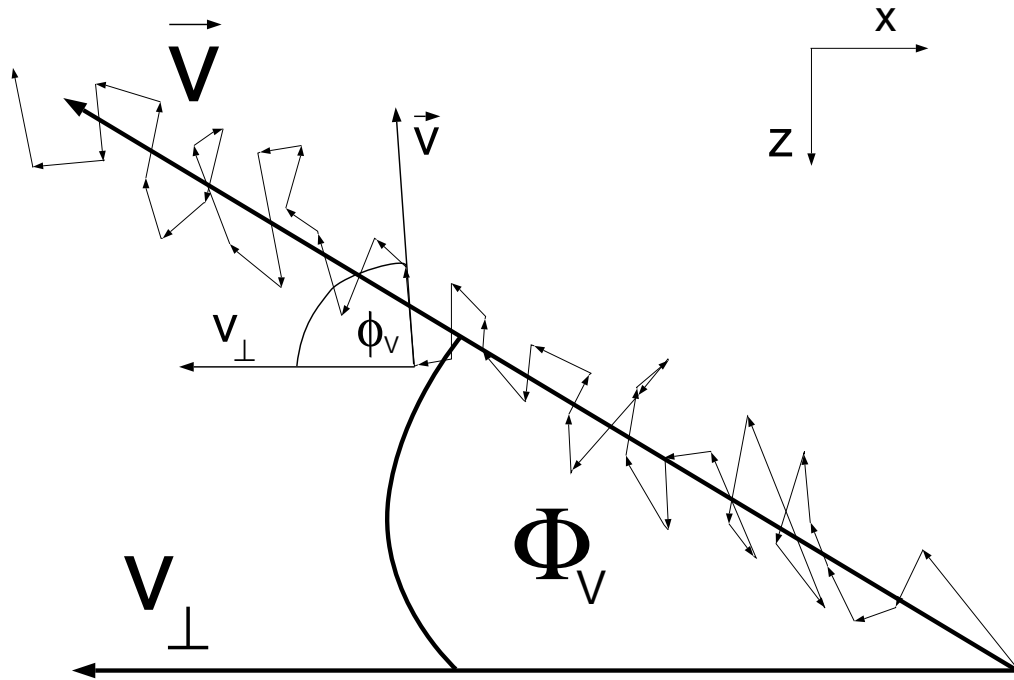


Abbildung 5.1: Gesamtdriftwinkel Φ_v und Elementardriftwinkel ϕ_v , sowie Elementarschrittweiten der retrograden Bewegung/Robson-Drift

	mittlere Schrittweite [μm]	häufigste Schrittweite [μm]	Fehler [μm]	Anzahl Werte
kalte Tantalkathode	370	240	20	1250
heiße Tantalkathode	280	260	20	607
gesamt bei Tantalkathode	340	220	20	1857
kalte Kupferkathode	340	240	40	87

Tabelle 5.1: Übersicht der Elementarschrittweiten

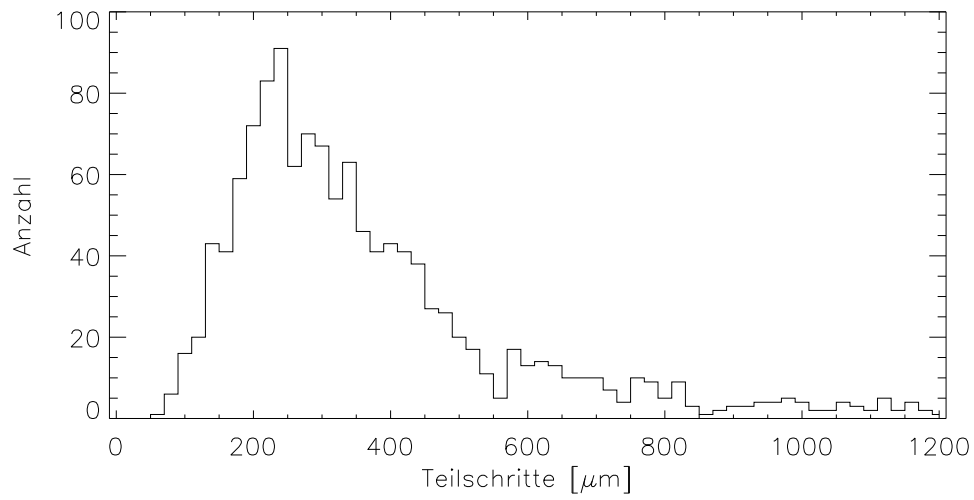


Abbildung 5.2: Schrittlänge bei kalter Tantalkathode

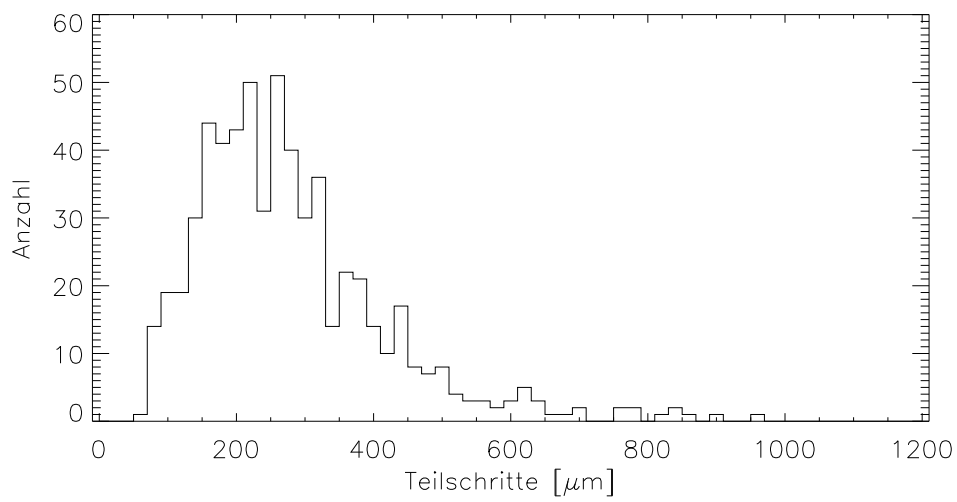


Abbildung 5.3: Schrittlänge bei heißer Tantalkathode

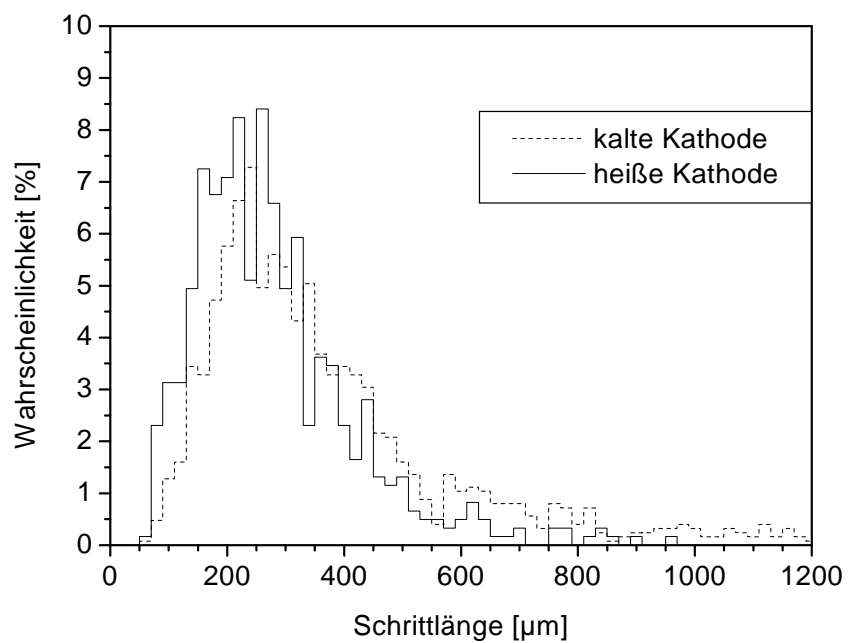


Abbildung 5.4: Schrittlänge bei heißer und kalter Tantalkathode

die Auflösung der Kamera und der abbildenden Optik bestimmt. Die Balkenbreite für die Histogramme wurde dementsprechend auf $20\text{ }\mu\text{m}$ gesetzt.

Es ergaben sich folgende Werte: Der Mittelwert der Weglänge liegt bei $370\text{ }\mu\text{m}$ für kalte und $280\text{ }\mu\text{m}$ für heiße Kathoden, das Maximum des Histogramms d.h. die häufigste Schrittweite beträgt jedoch $240\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $260\text{ }\mu\text{m}$.

5.1.2 Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen

Hier wurde die Schrittweiten aus Aufnahmen mit Mehrfachbelichtung bestimmt. Durch Einfachbelichtungen wurde überprüft, daß es sich bei den Entladungen um Entladungen mit einem Brennfleck handelt. Mit langen Belichtungszeiten ($10 \dots 50\text{ }\mu\text{s}$) wurde beobachtet, daß die Bewegung in Schritten erfolgt. Das ist daran zu erkennen, daß bei aufeinanderfolgenden und langen Belichtungen die Bilder der Brennflecke nicht langgezogen sind und auch bei Addition der Bilder keine zusammenhängende, gleichmäßig helle Bahn ergeben. Dies wurde auch schon mit dem ersten Aufbau beobachtet (Abbildung 4.5). Hierbei ist zu beachten, daß die durch die, im Vergleich zu den Elementarzeiten der zufälligen Bewegung beim Brennfleck ($1, 10, 100\text{ ns}$) relativ lange Belichtungszeit von $1\text{ }\mu\text{s}$ die Verstärkung reduziert werden muß, um eine Überstrahlung zu vermeiden. Die Folge davon ist, daß lichtschwache Details bei langen Belichtungszeiten nicht zu sehen sind (Abschnitt 4.3.2).

Auf Grund der obigen Beobachtungen ist es also zulässig anzunehmen, daß es sich bei mehreren Brennflecken auf den vierfach belichteten Aufnahmen um die Registrierung einer Bewegung mit der Schrittweite handelt, die sich aus dem Abstand der nächsten Brennflecke einer solchen Aufnahme ergibt. Die Pause zwischen den einzelnen Aufnahmen eines Kanals muß daher kleiner/gleich der Dauer für einen retrograden Schritt sein.

Die Auswertung führt zu der Verteilung, wie sie Abbildung 5.5 zeigt und deren Mittelwert $340\text{ }\mu\text{m}$ ist und die ein Maximum bei $240\text{ }\mu\text{m}$ hat.

5.1.3 Abschließende Bemerkungen

Die Schrittlängen, die in den elektronenmikroskopischen Aufnahmen der Tantal- und Molybdänkathoden gesehen werden, liegen im Bereich von $100 \dots 300\text{ }\mu\text{m}$. In einem Histogramm sind sie nicht aufgeführt, da die An-

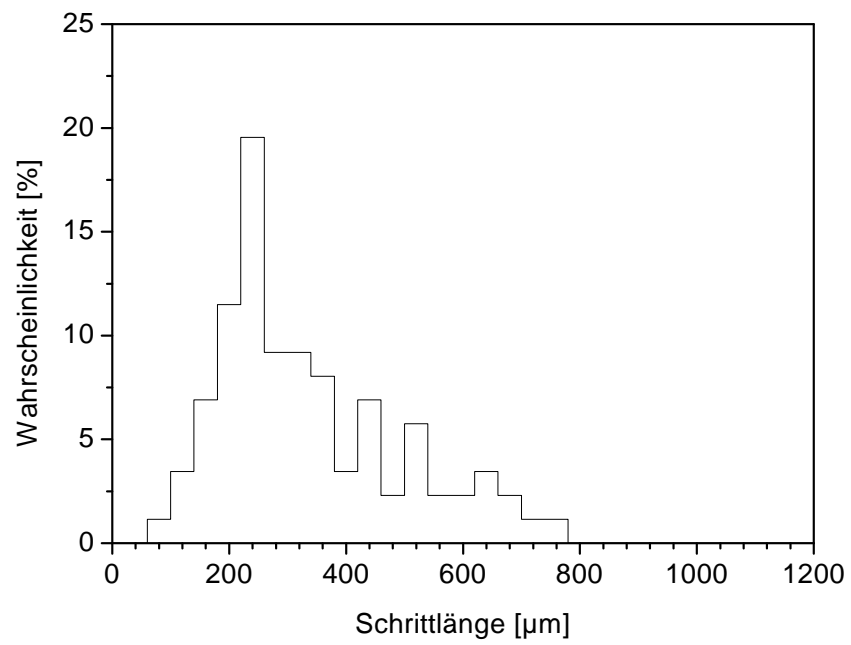


Abbildung 5.5: Schrittlängenverteilung bei Kupfer

zahl der verfügbaren Werte für eine statistische Verarbeitung zu klein ist. Jedoch bestätigen sie die oben angeführten Beobachtungen.

Es führen also drei verschiedene Verfahren, die Auswertung der Open-Shutter-Aufnahmen, der Kurzzeit-Aufnahmen/Mehrfachbelichtungen und der Spuraufnahmen mit dem Elektronenmikroskop, zum gleichen Ergebnis, nämlich daß die Schrittweite der retrograden Bewegung bei Kupfer, Tantal und Molybdän in der Größenordnung mehrerer 100 μm liegt. Eine Zusammenfassung der Schrittweiten aus den Verteilungen zeigt Tabelle 5.1.

5.2 Winkelverteilung bei der Robsondrift

5.2.1 Ermittlung der Häufigkeiten

Zur Auswertung der Elementarwinkel wurden verschiedene Verfahrensweisen herangezogen. Die einfachste Art, Aussagen über die Verteilung einer Meßgröße F zu bekommen, ist die Darstellung der Häufigkeit, mit der ein Meßwert in einem bestimmten Intervall auftritt (Histogramm). Von der Meßgröße F seien N_F Meßwerte F_i mit $0 \leq i < N_F$ vorhanden. Das Intervall $[F_-, F_+]$ mit $F_- = \min F_i$ und $F_+ = \max F_i$ wird in N_b gleichgroße Teilintervalle der Breite b geteilt. Die Meßwerte jedes Teilintervalls bilden eine Klasse K_ν mit $0 \leq \nu < N_b$. Bei vorgegebenem b ist die Anzahl der Klassen

$$N_b = \frac{F_+ - F_-}{b} \quad (5.1)$$

Jeder Klasse K_ν wird eine Häufigkeit H_ν zugeordnet, die aus der Regel

$$H_\nu = \sum_{i=0}^{N_F-1} P(F_i, \nu) \quad (5.2)$$

$$P(F, \nu) = \begin{cases} 1, & \text{falls } \nu \leq \frac{F-F_-}{b} < \nu + 1 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.3)$$

bestimmt werden kann. Ein Histogramm zeigt für jede Klasse K_ν einen Balken der Höhe H_ν . Die Werte, die bei dieser Vorgehensweise H_ν annehmen kann, sind natürliche Zahlen. Auf diese Weise lassen sich die Häufigkeiten der Schrittlängen oder der Elementarwinkel der Robson-Drift auftragen.

Mitunter ist es jedoch notwendig, jedem Wert F_i eindeutig ein Gewicht g_i zuzuordnen. So möchte man beispielsweise die bei der Robson-Drift auftretenden Winkel mit der Spurlänge wichten. Hierbei wird bei der Ordinate

nicht die Häufigkeit, sondern das Gewicht, in unserem Fall die Spurlänge, aufgetragen. Die entsprechende Funktion $H(\{F_i\}, \{g_i\})$ erhält man durch Austauschen des Gewichts 1 gegen das Gewicht g_i . Dabei modifizieren sich Gleichungen 5.2 und 5.3 wie folgt

$$H_\nu = \sum_{i=0}^{N_F-1} P(F_i, \nu, g_i) \quad (5.4)$$

$$P(F, \nu, g_i) = \begin{cases} g_i, & \text{falls } \nu \leq \frac{F-F_-}{b} < \nu + 1 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.5)$$

Dargestellt werden dann Balken der Höhe H_ν , wobei H_ν eine reelle Zahl ist und die Dimension des Gewichtes g_i hat. Mit $H(\{F_i\}, \{g\})$ soll im folgenden die Verteilung der Meßwerte $\{F_i\} = (F_0, F_1, \dots, F_{N_F-1})$ gewichtet mit g_i bezeichnet werden. H_ν aus Gleichung 5.2 entspricht dann $H(\{F_i\}, \{1\})$.

5.2.2 Verfahrensweise zur Winkelbestimmung

Bei der Robson-Drift sind folgende Winkel zu unterscheiden: der Gesamtdriftwinkel Φ_v , der die Drift der gesamten Spur beschreibt und der Elementarwinkel. Der Gesamtdriftwinkel ist der Driftwinkel, auf den normalerweise in Veröffentlichungen Bezug genommen wird. Bei höherer Auflösung ist jedoch zu sehen, daß der Winkel der einzelnen Schritte wegen der chaotischen Bewegungskomponente durchaus nicht immer diesem Gesamtdriftwinkel entspricht. Der Winkel, der der Abweichung von der retrograden Richtung bei einem Schritt beschreibt, wird im folgenden als der Elementardriftwinkel ϕ_v bezeichnet (Abbildung 5.1). Besteht eine Spur aus N Teilschritten der Länge l_i , so ergibt sich Φ_v

$$\Phi_v = \frac{\sum_{i=1}^N \phi_{v,i} l_i}{\sum_{i=1}^N l_i} \quad (5.6)$$

Im Fall gleichlanger Elementarschritte wäre dies der Durchschnitt der Elementarwinkel ϕ_v .

Da nicht bei allen Spuren eine Auflösung der Teilschritte möglich war, wurde die Bestimmung des Gesamtdriftwinkels durch eine separate Auswertung vorgenommen. Dabei wurde eine Gerade mit der Länge der Spur durch diese gelegt und der Winkel der Geraden zur retrograden Richtung ermittelt.

Teilwinkel und Winkel wurden sowohl für die Entladungen mit kalter Kathode und mit geheizter Kathode betrachtet, als auch zusammen. Es wurden folgende Auswertungen vorgenommen:

- Häufigkeitsverteilung der Elementarwinkel $H(\{\phi_{v,i}\}, \{1\})$
- gewichtete Verteilung der Elementarwinkel $H(\{\phi_{v,i}\}, \{l_i\})$
- gewichtete Verteilung der Gesamtwinkel $H(\{\Phi_v\}, \{l_i\})$
- Häufigkeitsverteilung der Gesamtwinkel $H(\{\Phi_v\}, \{1\})$

Um Ablesefehler zu vermeiden, wurde eine Werkzeug erstellt, mit welchem auf den Kamerabildern lediglich die Punkte markiert werden mußten, die eine Spur beschreiben. Anschliessend wurden diese Werte ausgelesen, der Eichung entsprechend skaliert und die Auswertedaten berechnet. Diese Prozedur erfolgte mit einem Programm, welches in der Programmiersprache IDL entwickelt wurde, da diese sich für diesen Zweck wegen vorhandener Vektortypen und der dafür definierten Rechenoperationen gut eignet. Diese Daten wurden auch zur Bestimmung der Elementarschrittweiten bei Tantal verwendet.

5.3 Bestimmung des Driftwinkels

Die Aufnahmen wurden dazu in folgende Gruppen unterteilt:

1. Kalte Kathode, $B_{\parallel} > 0$
2. Kalte Kathode, $B_{\parallel} > 0$ und $B_{\parallel} < 0$
3. heiße Kathode, $B_{\parallel} > 0$

Es erfolgte dann die Auswertung separat für jede Gruppe und außerdem für die Gruppen **1** und **2** gemeinsam, sowie für alle drei Gruppen gemeinsam.

Vor der Auswertung der mikroskopischen Winkel wurde auf die übliche Weise der Driftwinkel für die o.g. Gruppen bestimmt. Dazu legt man eine Gerade durch die Brennfleckspur und bestimmt den Winkel zwischen ihr und v_{\perp} . Da es bei einigen Aufnahmen, wie z.B. Abbildung **5.6**, regelrechte Knicke in den Spuren gibt, war es zum Teil notwendig, die Brennfleckbahn mit mehreren Strecken anzunähern. Man sieht an den Verhältnissen, daß es sich im Mittel um drei Teilabschnitte pro Bahn handelt. Dabei sollte erwähnt werden, daß die meisten Bahnen mit einer einzigen Gerade gut zu approximieren waren, hingegen bei geknickten Bahnen meist mehrere Knicke auftraten.

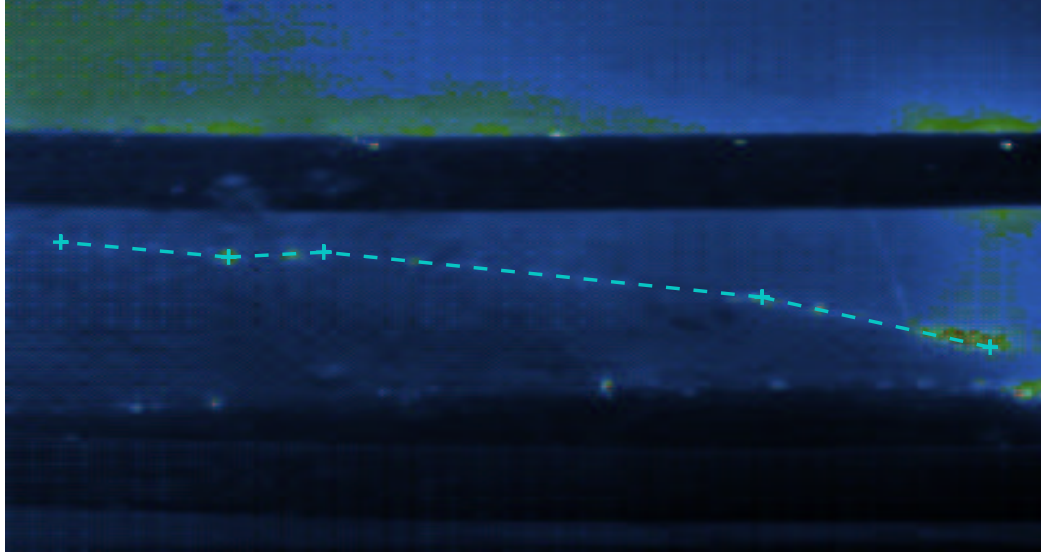


Abbildung 5.6: Beispiel Brennfleckspur mit Winkeländerung: Kalte Tantalkathode, die gestrichelte Linie zeigt an, durch welche Strecken die Brennfleckspur angenähert wurde bei der Auswertung nach der alten Methode.

Da sich die gemeinsame Auswertung von **1** und **2** nicht wesentlich von **1** unterscheidet, wurde sie hier nicht dargestellt. Die Aufnahmen der Gruppe **2** wurden wegen ihrer geringen Anzahl nicht statistisch ausgewertet. In den Diagrammen ist aber sehr gut zu sehen, wie sich die Umkehrung des axialen Magnetfeldes auswirkt. Was schon qualitativ bei den Kameraaufnahmen zu sehen war, nämlich, daß der Driftwinkel bei der Umkehrung des Axialfeldes auch seine Richtung wechselt, ist hier quantitativ zu sehen. Negativer und positiver Driftwinkel haben absolut etwa die gleiche Größe $|\Phi_v| = (30^\circ \pm 7^\circ)$. Da es sich nur um wenige Werte handelt, sind auch sehr gut die Unterschiede zwischen den einzelnen Auswerteverfahren zu sehen. Bei der Auswertung nach Häufigkeiten $H(\{\Phi_v\}, \{1\})$ ist eine relativ große Streuung der Werte zu erkennen; wird hingegen die Spurlänge, welche sich bei dieser Auswertung im mm-Bereich befand, als Gewicht hinzugezogen $H(\{\Phi_v\}, \{l_i\})$, ist der Driftwinkel klar als Maximalwert der Verteilung zu erkennen.

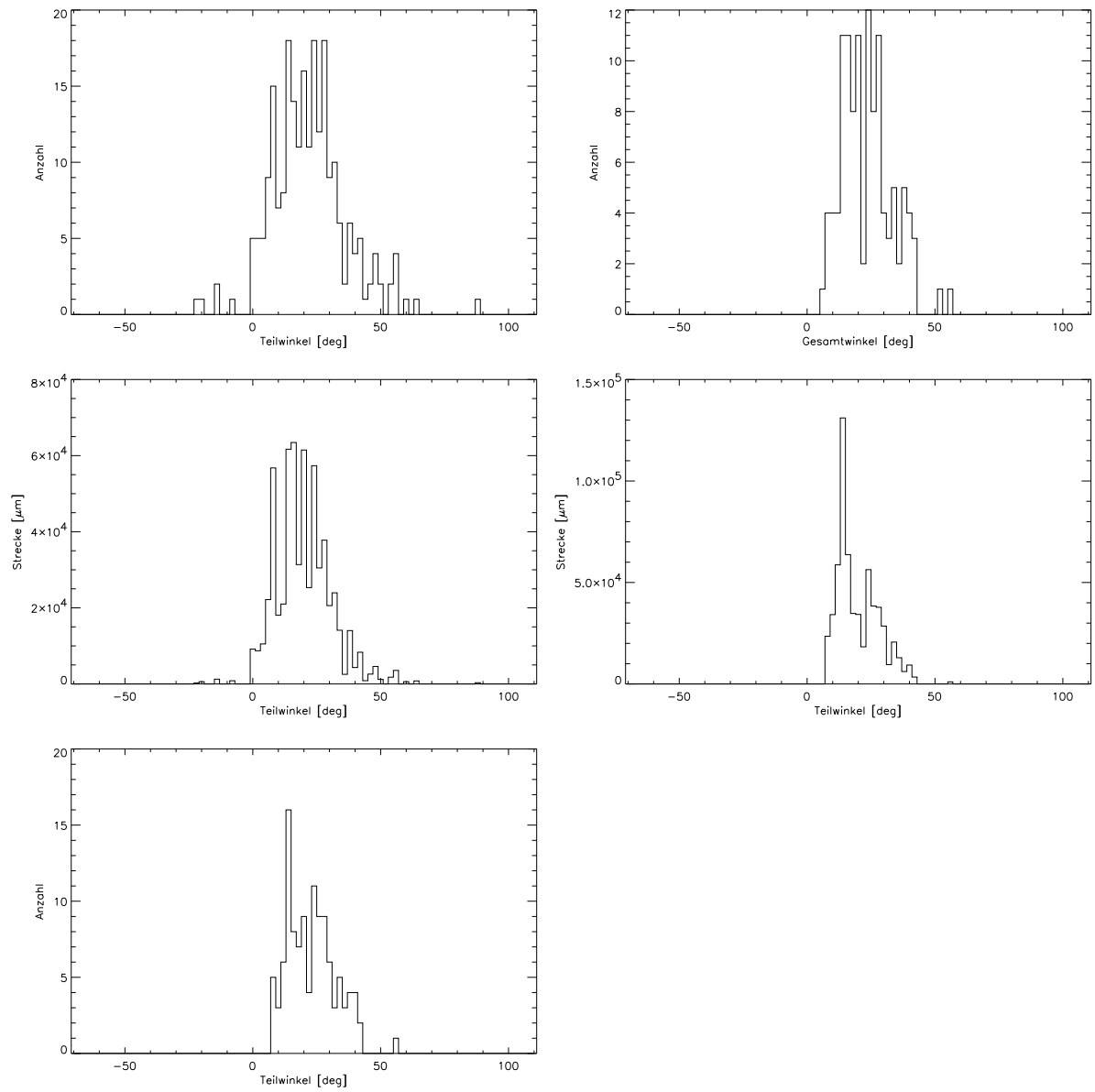


Abbildung 5.7: Driftwinkel aus Teilstücken, Gruppe 1

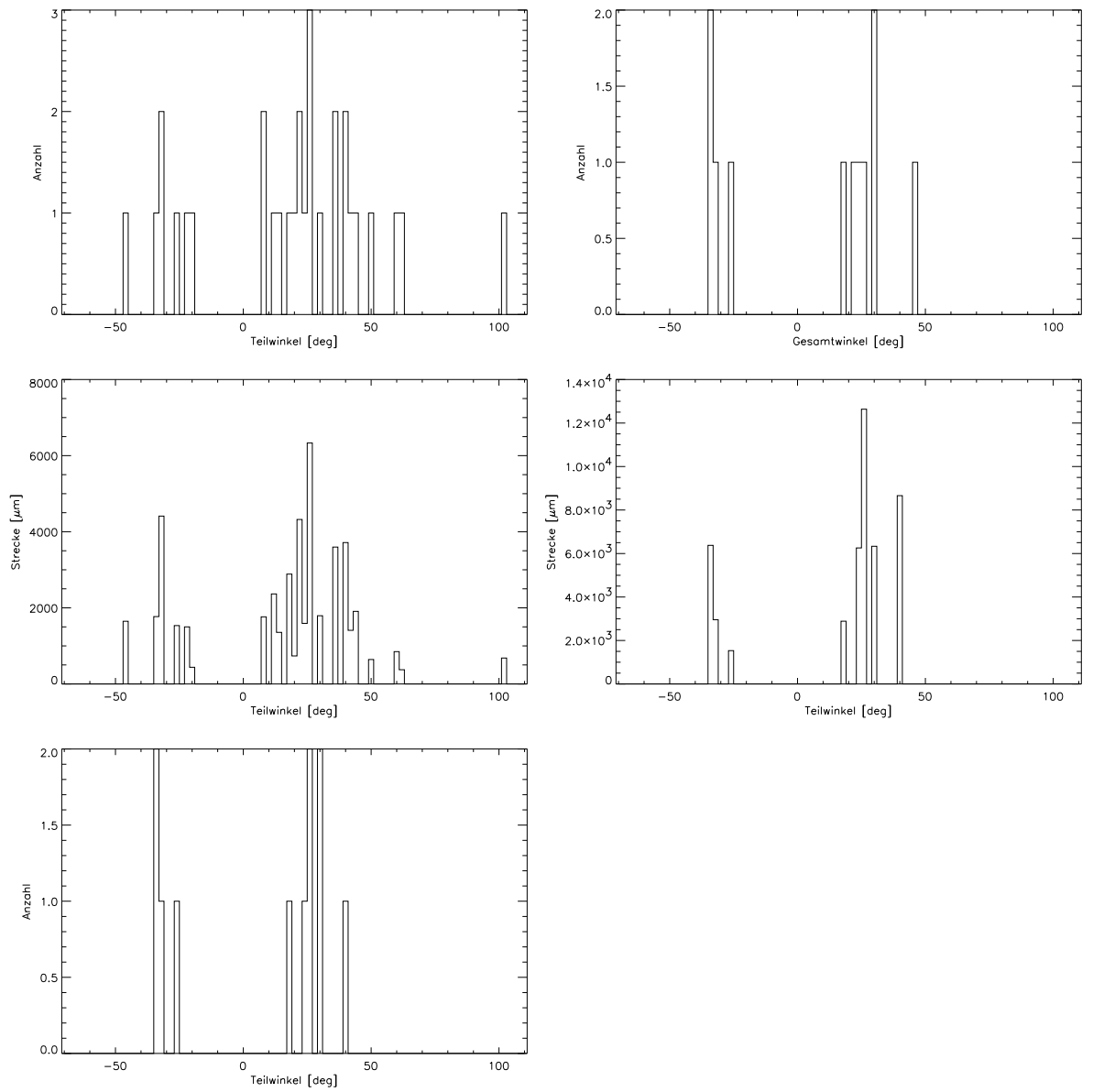


Abbildung 5.8: Driftwinkel aus Teilstücken, Gruppe 2

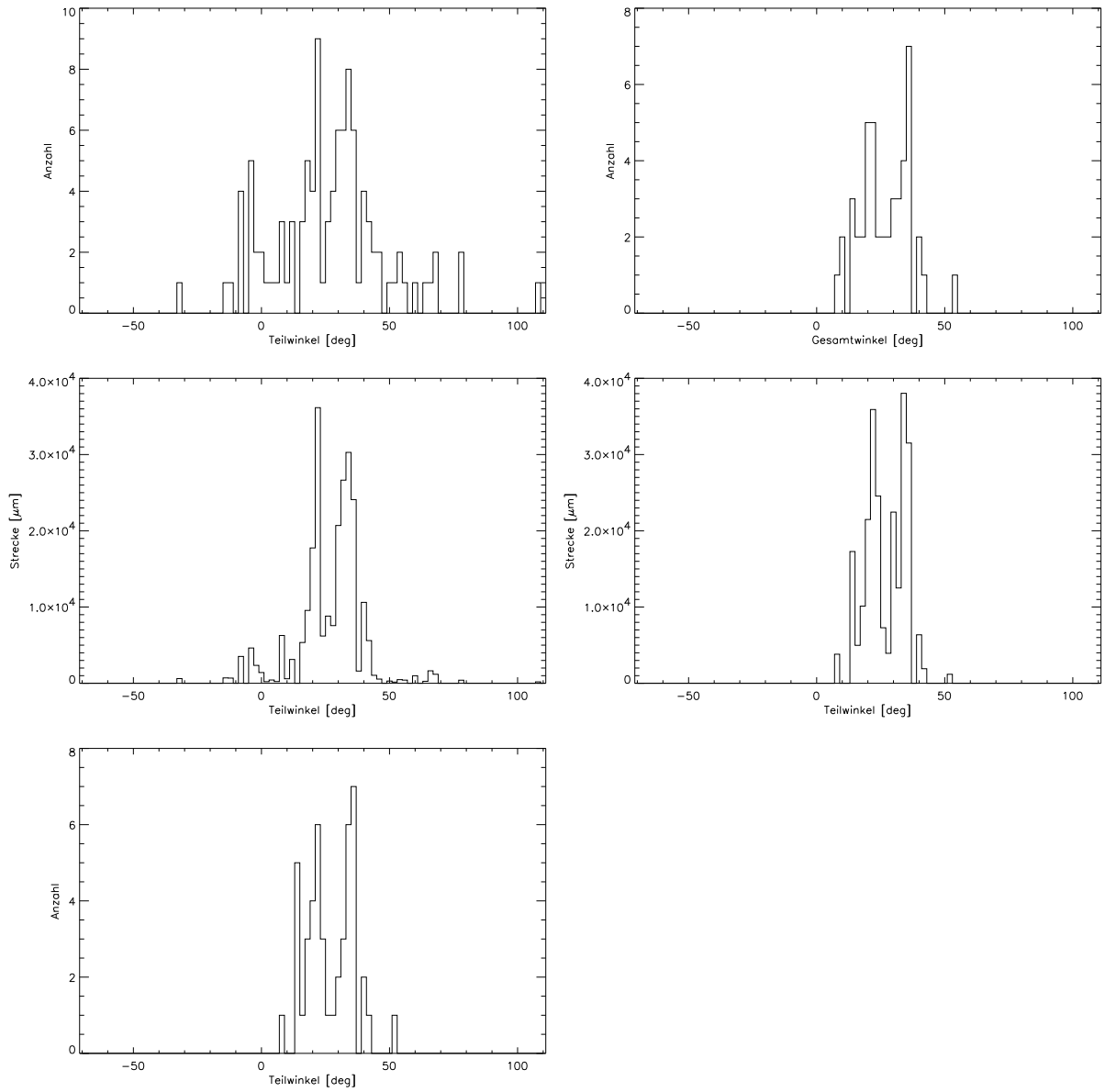


Abbildung 5.9: Driftwinkel aus Teilstücken, Gruppe 3

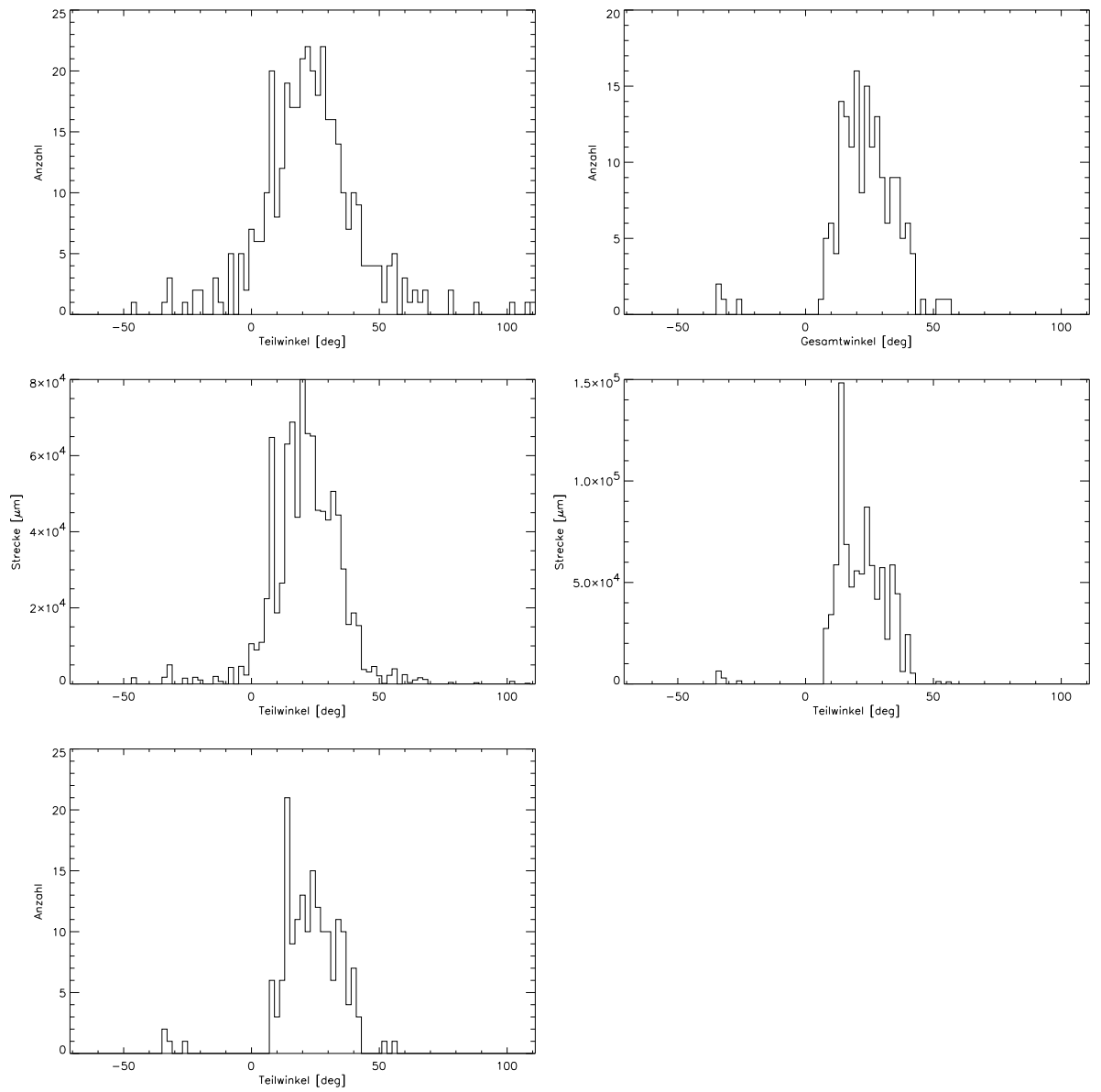


Abbildung 5.10: Driftwinkel aus Teilstücken, alle Gruppen

	Mittelwert für Φ_v		Maximalwert für Φ_v	
	Teil- strecken	Gesamt- strecke	Teil- strecken	Gesamt- strecke
	237 Werte		115 Werte	
Gruppe 1	22	14	24	24
(kalt, $B_{\parallel} > 0$)	20	16	20	14
	106 Werte		47 Werte	
Gruppe 3	27	22	27	36
(heiß, $B_{\parallel} > 0$)	27	22	27	34
	373 Werte		173 Werte	
alle	23	22	23	20
	21	20	21	14

Tabelle 5.2: Mittelwerte bei der Auswertung nach Strecken

	Mittelwert für Φ_v		Maximalwert für Φ_v	
	Elementar- strecken	Gesamt- strecke	Elementar- strecken	Gesamt- strecke
	1109 Werte		80 Werte	
Gruppe 1	23	6	22	18
(kalt, $B_{\parallel} > 0$)	20	14	20	12
	600 Werte		33 Werte	
Gruppe 3	22	34	25	10
(heiß, $B_{\parallel} > 0$)	22	36	23	27
	1899 Werte		120 Werte	
alle	23	0	23	18
	21	14	21	12

Tabelle 5.3: Mittelwerte bei der Auswertung nach Elementarschritten: Die Maximalwerte sind lediglich zur Orientierung innerhalb der Abbildungen angegeben.

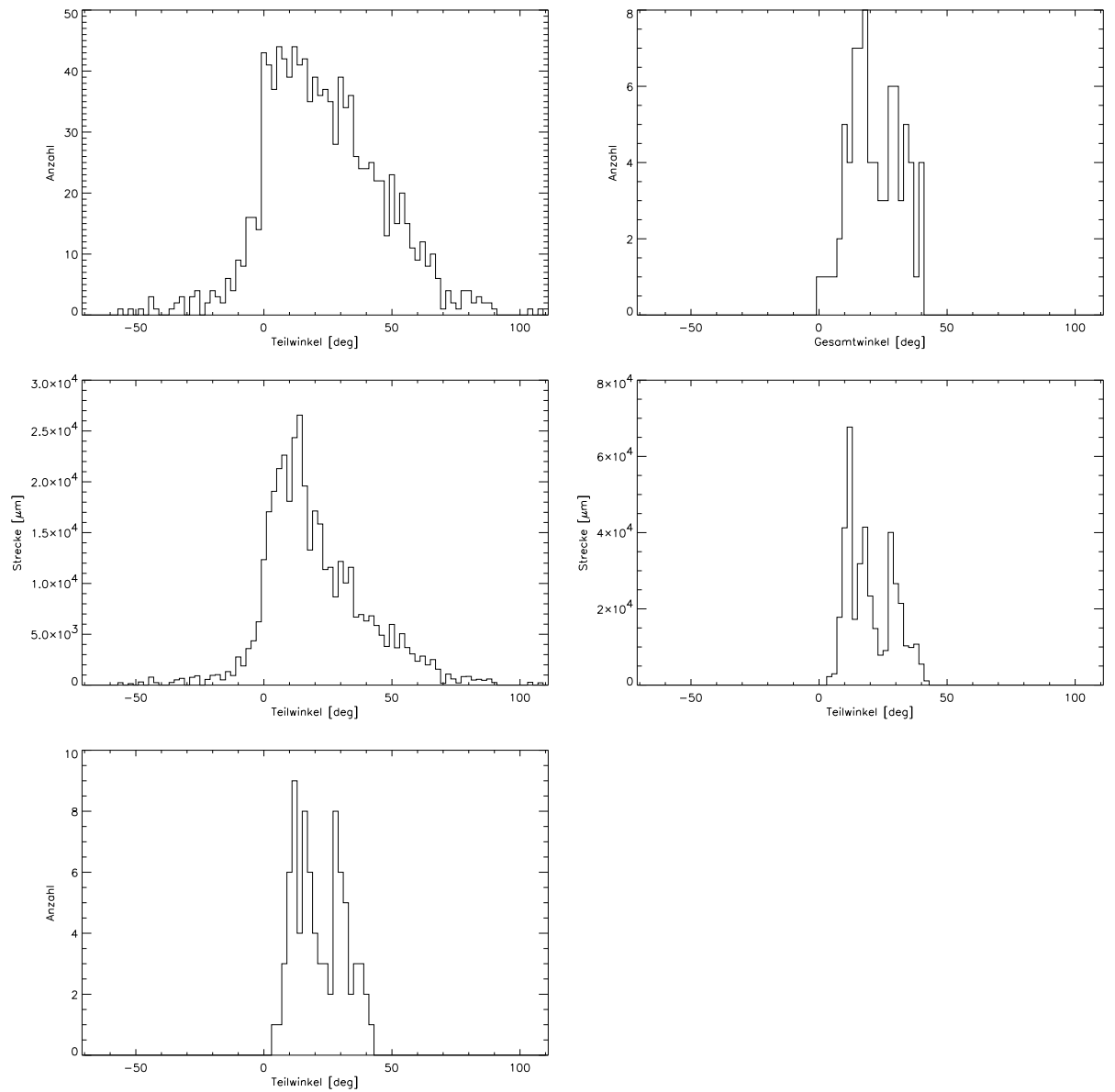


Abbildung 5.11: Elementarwinkel, Gruppe 1

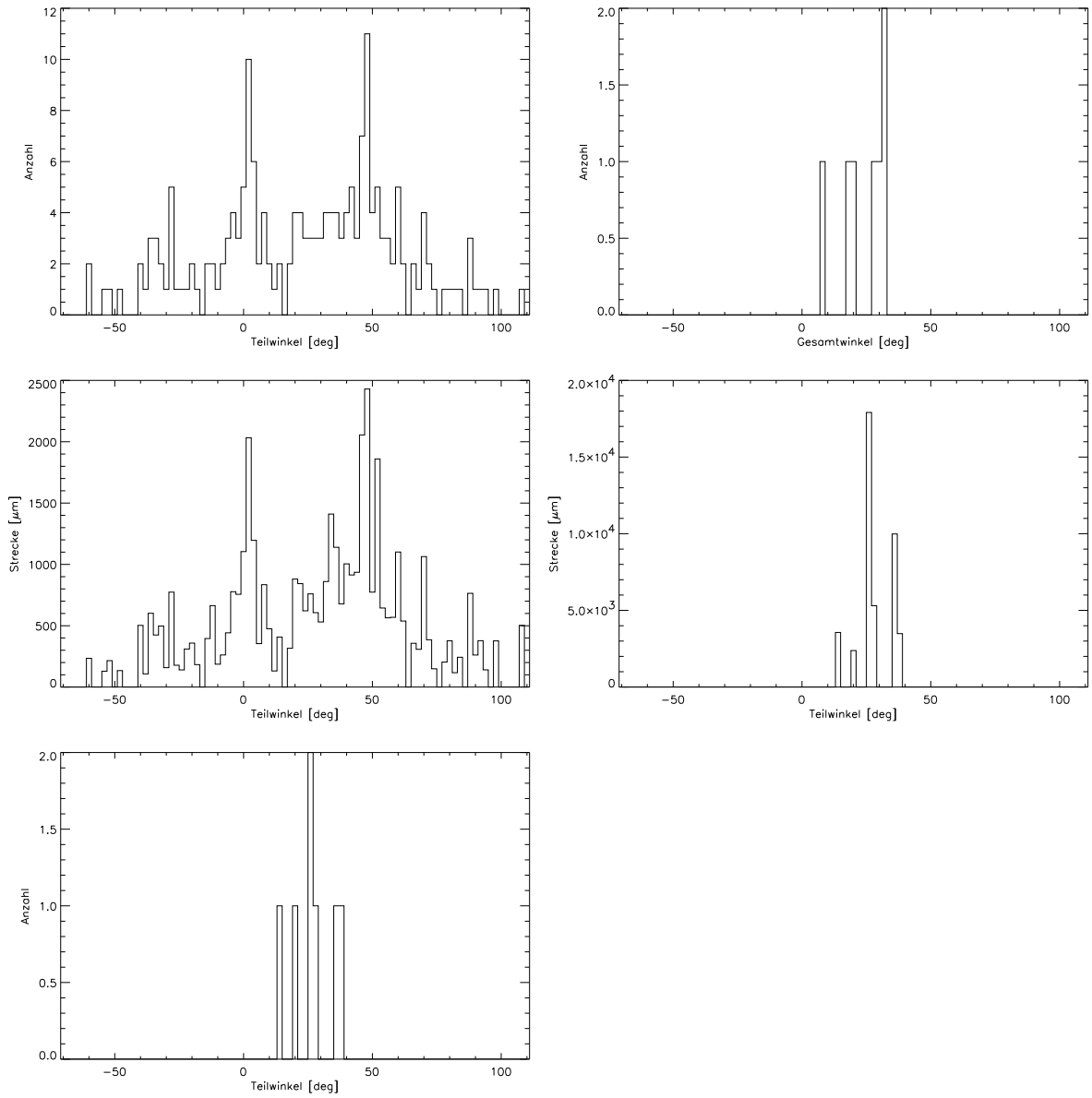


Abbildung 5.12: Elementarwinkel, Gruppe 2

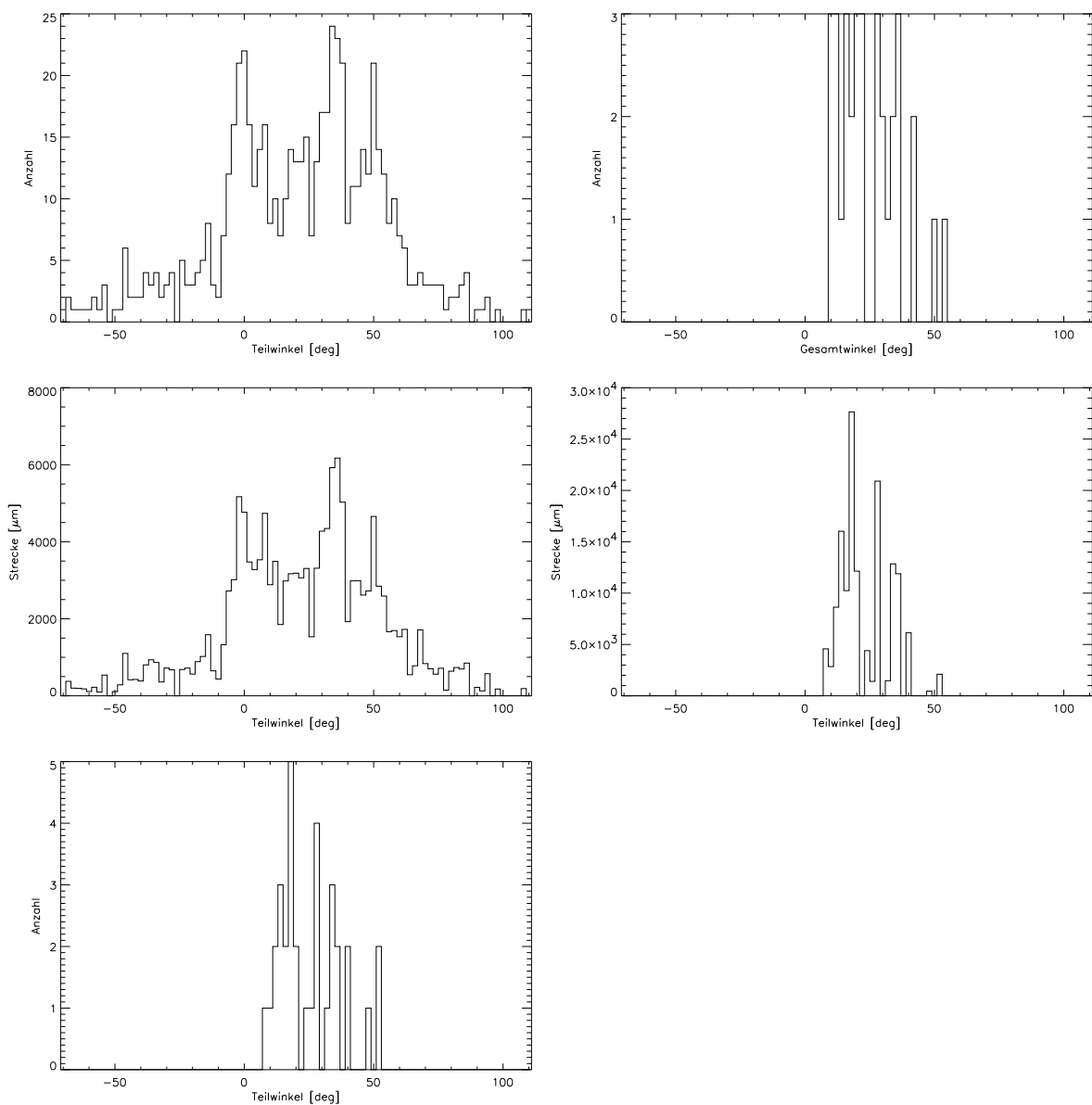


Abbildung 5.13: Elementarwinkel, Gruppe 3

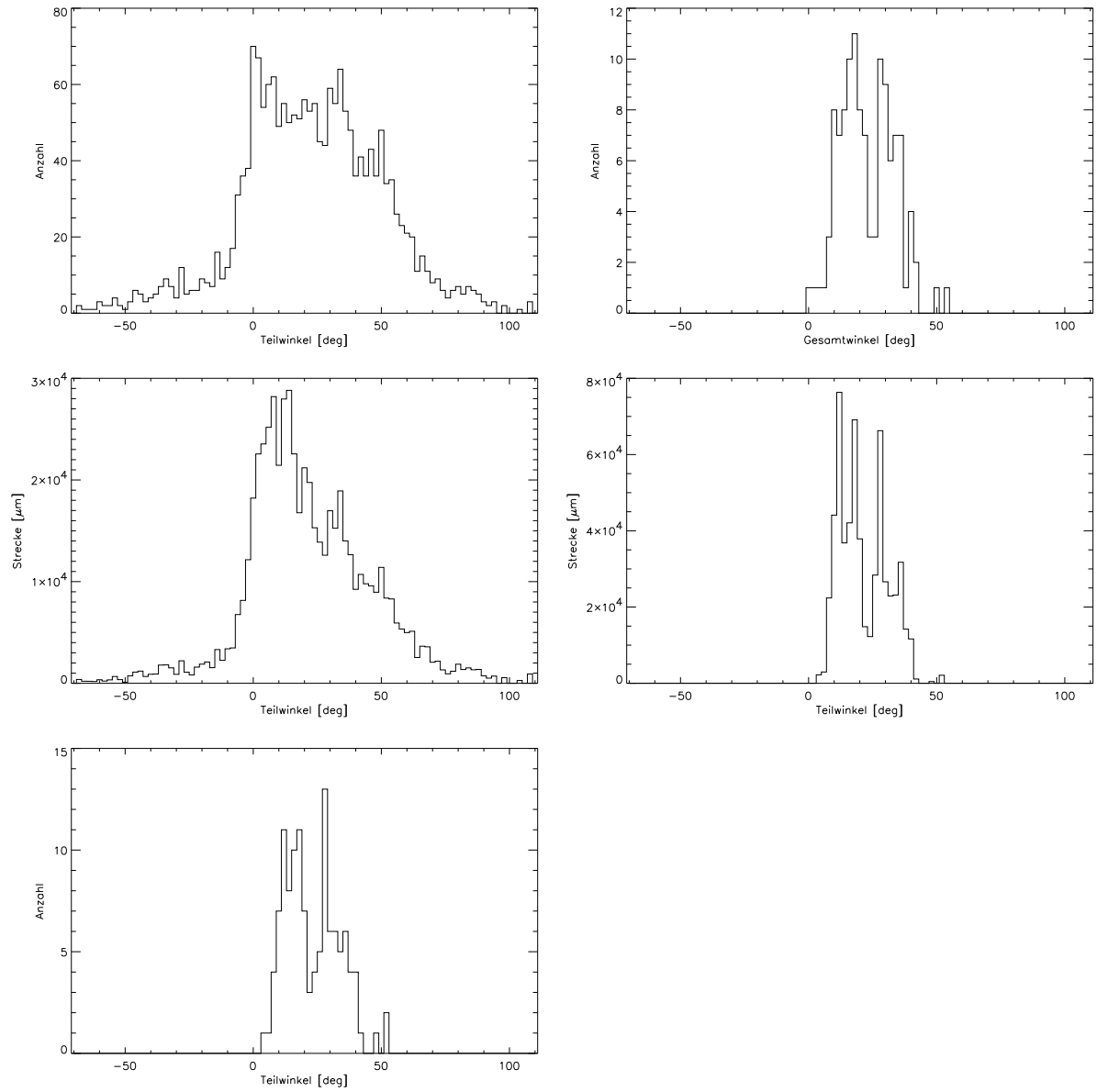


Abbildung 5.14: Elementarwinkel, alle Gruppen

5.3.1 Auswertung nach Elementarwinkeln

Einige Informationen sind redundant, bzw. dienen nur zur Überprüfung des Verfahrens: So müssen die Mittelwerte der Gesamtstrecken natürlich mit dem dazugehörigen Mittelwert aus den Teilstrecken bzw. Elementarwinkeln übereinstimmen. Das ist der Fall. Kleine Abweichungen ergeben sich bei den Elementarfällen, wenn extreme Werte, die außerhalb des Darstellungsbereiches liegen, ignoriert werden. Die Abweichung liegt jedoch innerhalb des Fehlerintervalls.

Auch wenn nicht bei der Auswertung mit Teilstrecken in allen Fällen die gleichen Bilder ausgewertet werden konnten wie bei den Elementarschritten, weil beispielsweise die Spur überstrahlt oder zu schwach war, so daß die Elementarschritte nicht aufgelöst werden konnten, sollten beide Verfahren jedoch zu gleichen mittleren Winkeln gelangen. Das ist mit Abweichungen von 1° bis 2° bis auf die Spuren mit der heißen Kathode der Fall. Bei ihr beträgt die Abweichung 5° . Es ist jedoch daran zu erinnern, daß gerade bei der heißen Kathode die experimentellen Bedingungen die schwierigsten waren. Bei einer Intervallbreite von 2° ist daher eine Abweichung von 5° im Rahmen des Vertretbaren.

Im Gegensatz zu den Daten, die zur Schrittweite erfaßt wurden, ist hier der Maximalwert wenig aussagekräftig, da es meist mehrere Maxima gibt, die um den Mittelwert des Winkels verteilt sind. Dennoch ist der Maximalwert in den Tabellen angeben, damit man beim Betrachten der Histogramme eine Orientierung hat.

Interessant ist, daß es kein einzelnes klares Maximum gibt, sondern mehrere. Es sind zwei Maxima, und sie sind nur durch eine schmale Lücke von einander getrennt. Diese Teilung ist sowohl bei den Elementarschritten als auch bei den Gesamtstrecken zu beobachten.

Auch ist zu sehen, daß auf lange Distanzen die Streuung der Winkel relativ gering ist, wie es bei der Auswertung nach Gesamtstrecken und Teilstrecken der Fall ist. Betrachtet man hingegen die Winkelverteilung der Elementarschritte, so ist klar zu sehen, daß Abweichungen mehr als das Doppelte des Mittelwertes betragen können. In unserem Versuch liegt beispielsweise in Richtung von -22° der negative Winkel der Robson-Drift, das entspricht der makroskopischen Drift bei umgekehrtem axialen Magnetfeld. Wie man bei den Elementarwinkeln sehen kann, sind diese Winkel auch vertreten.

Bei der ungewichteten Verteilung der Elementarwinkel ist weiterhin eine leichte Asymmetrie bezüglich des Mittelwertes zu sehen. Diese ist bei der

kalten Kathode stärker ausgeprägt als bei der heißen.

Stärker als bei der absoluten Verteilung ist die asymmetrische Kurvenform bei der gewichteten Verteilung zu beobachten. Die Kurvenform in der Auftragung Strecke über Winkel zeigt, daß offenbar die mittlere Schrittweite winkelabhängig ist und bei flacheren Winkeln längere Schrittweiten auftreten.

Kapitel 6

Diskussion

6.1 Fragmentelongation

Da der Strom bereits soweit reduziert war, daß nur ein Fragment auftrat, bedeutet das, daß die Fragmente eine weitere Substruktur besitzen. Aus der Teilung läßt sich auf die Existenz einer weiteren Substruktur, die wir Zelle nennen, schlußfolgern. Einen Überblick über die Größenverhältnisse gibt die folgende Tabelle 6.1.

Es ist hierbei zu beachten, daß durch die Beobachtung von Brennflecken aus einem Fragment mit einem Strom kleiner als 10 A, der Strom pro Brennfleck als untere Grenze 10 A hat und nicht, wie in den meisten Arbeiten angenommen, 60...100 A, z.B. [81, 87].

Für die Elongation in Bewegungsrichtung (senkrecht zum Magnetfeld) gibt es, mit Hilfe der Annahme von Zellen, zwei mögliche Erklärungsansätze:

	Brennfleck	Fragment	Zelle
Strom [A] pro	10...100	≈ 10	2...7
Anzahl	1...5 Fragmente	1...2 Zellen	—
Größe [μm]	50...100	5...20	<5
Separation [μm]	> 300	50...100	5...20
mittlere Schrittweite	200...300 μm	15...35 μm	< 10 μm

Tabelle 6.1: Brennfleckhierarchie mit Zellen

Fall 1: Gleichzeitigkeit

Nimmt man an, daß zwei Zellen gleichzeitig existieren, so bedeutet eine Elongation eine größere örtliche Separation in Bewegungsrichtung als in den anderen Richtungen. Als Strom pro Zelle erhält man $2 \dots 4$ A und als Lebensdauer einer Zelle $10 \dots 30$ ns.

Fall 2: Aufeinanderfolge

Handelt es sich bei den elongierten Fragmenten um eine zeitliche Aufeinanderfolge zweier in Bewegungsrichtung stärker separierter Zellen, die nur auf Grund dessen, daß die Belichtungszeit größer als die Lebensdauer eines Fragmentes ist, als gleichzeitige Existenz von zwei Fragmenten erscheint, so bedeutet das, daß der mittlere Elementarschritt, in retrograder Richtung größer als in den anderen ist. Das hat ebenfalls eine Nettobewegung in retrograder Richtung zur Folge. Ebenso ergibt sich der Strom pro Zelle zu $6 \dots 7$ A. Die Lebensdauer einer Zelle ist kürzer als 10 ns.

Dieser Fall ist wahrscheinlicher, wie Streakaufnahmen (z.B. Abbildung 4.4) zeigen, da die Fluktuationsdauer in der Größenordnung von 10 ns liegt. Diese Werte werden auch durch die Rechnungen in [115] und Experimente [108, 109, 110, 111, 144] unterstützt. Die hier angegebenen Werte sprechen für einen Zellradius von $1.6 \mu\text{m}$ und eine Lebensdauer von 1.3 ns.

Wechselseitige Beeinflussung der Fragmente

Unter dem neuen Aspekt der Existenz einer weiteren Substruktur, der Zellen, soll die wechselseitige Beeinflussung der Bestandteile des Brennflecks betrachtet werden.

Dazu wird das Magnetfeld B in der Entfernung r vom Zentrum des Objekts (Zelle, Fragment, Brennfleck) betrachtet. Nähert man den Strompfad als einen homogenen Zylinder mit dem Radius a_0 und Gesamtstrom I_0 pro Objekt so ist

$$B(r) = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi a_0^2} \begin{cases} r, & \text{falls } r < a_0 \\ \frac{a_0^2}{r}, & \text{falls } r > a_0 \end{cases} \quad (6.1)$$

Unter der Annahme, daß der Abstand der Objekte zueinander so groß ist, daß sich die Gebiete, die den Hauptstromanteil tragen, nicht überlagern, ist es zulässig, für eine qualitative Abschätzung das Eigenmagnetfeld mit der obigen Formel zu nähern. Mit zunehmender Verkleinerung des Objektes

	Gruppe	Brennfleck	Fragment	Zelle
Strom I [A] pro	300	50	10	3
Abstand d [μm]	1000	100	30	2
$\frac{I/d}{\max(I/d)}$	1/3	1/2	1/3	1

Tabelle 6.2: Objektwechselwirkung in der Brennfleckhierarchie

sinkt dessen Strom, aber auch dessen Radius und sein Abstand zum nächsten Nachbarn. Da das Magnetfeld indirekt proportional zum Abstand und direkt proportional zum Strom ist, ist die Beeinflussung durch das Eigenmagnetfeld bei dem Objekttyp am größten, bei dem das Verhältnis aus Strom zu mittlerem Abstand am größten ist. Der Tabelle 6.1 kann man entnehmen, daß dies für die Zelle zutrifft.

Folglich ist die gegenseitige Beeinflussung bei der Zelle am größten. Dies zeigt sich in der Fragment-/Zellbewegung, die vom äußeren Magnetfeld unbeeindruckt offenbar nur mit den anderen wechselwirkt.

Die 45° -Elongation der Fragmente ist durch die Beobachtungen im Versuch C zu erklären. Wie dort gesehen wurde, erfolgen die retrograden Schritte nicht exakt in retrograder Richtung, sondern in $\pm 45^\circ$ -Schritten. Bei den elongierten Fragmenten handelt es sich offenbar um Jets und neugebildete Fragmente bei sehr kurzen Schrittweiten. Das erklärt auch die Häufung im Bereich der 45° -Richtung. Diese kurzen Schrittweiten sind möglich, aber äußerst selten, wie die Abbildung 4.3 zeigt. Runde Fragmente (rd) entsprechen den Momenten, in denen keine Jets emittiert werden. Auch hier ist es möglich, daß sie durch eine Bewegung der Substruktur (Zellen) innerhalb der Belichtungszeit rund erscheinen, weil die zeitliche Auflösung zu gering ist. Da die Belichtungszeiten hier sehr kurz sind ($10 \dots 100$ ns), ist es schwieriger einen Jet und dazu noch einen lichtstarken zu erhalten.

6.2 Experiment mit heizbarer Kathode

6.2.1 Temperaturabhängigkeit der Robson-Drift

Die ermittelten Driftwinkel von $20 \dots 35^\circ$ erfüllen die empirische Formel $\frac{1}{2}\theta_B < \phi_v < \theta_B$ [94]. Hierbei ist $\theta_B = 45^\circ$ der Anstellwinkel des Magnetfeldes. Aus der Tatsache, daß die Brennfleck-Bahnen gerade sind, ist zu entnehmen, daß der Driftwinkel ϕ_v keine Funktion des Bogenstromes ist, da

dieser zeitlich exponentiell abfällt. Folglich ist das Eigenmagnetfeld auch nicht für den Driftwinkel verantwortlich. Das schließt jedoch nicht aus, daß der Driftwinkel von einer Größe abhängt, die proportional zum Quotienten aus Strom und Eigenmagnetfeld ist.

Der beobachtete asymmetrische Einschluß (Abbildungen 4.6, 4.8 und 4.9) des Plasmas ist zumindest qualitativ in Übereinstimmung mit dem Modell von Drouet und mit seinen Messungen des räumlichen Stromdichteverlaufes im Bogen [30]. Die Tatsache, daß die Robson-Drift unverändert auf heißen Kathoden zu sehen ist, zeigt, wie gering der Einfluß der Oberfläche auf die retrograde Bewegung ist.

Aus dem Bestreben des Bogens, auf kalten Stellen mit Kathodenpotential eher als auf der heißen Kathode zu zünden, kann man entnehmen, daß selbst bei gelblich glühender Kathode (≈ 1400 K [233]) nicht die Thermoemission für den Stromtransport beim Brennfleck verantwortlich ist.

Die Kurve in Abbildung 6.1 zeigt den Betrag der Stromdichte \vec{j} und den Thermoemissionsstrom nach der Richardson-Gleichung in Abhängigkeit von der Kathodentemperatur,

$$j = A_0 T^2 e^{-\frac{\Phi_{Ta}}{k_B T}} \quad (6.2)$$

wobei $A_0 = 1.2 \times 10^6 \text{ A m}^{-2} \text{ K}^{-2}$ die Richardson-, k_B die Boltzmann-Konstante und $\Phi_{Ta} = 4.10 \text{ eV}$ die Austrittsarbeit für Tantal ist [145].

Hier ist zu sehen, daß erst ab einer Temperatur von 2500 K die Thermoemission in der Lage ist, einen hinreichend großen Strom zu liefern, wie er bei den vorliegenden Experimenten auftrat. Ein qualitativer Umschlag der Robson-Drift ist also, wenn überhaupt, bei einer kleinen Kathode wie der hier verwendeten, erst ab dieser Temperatur zu erwarten.

An dieser Stelle soll auch das eingangs erwähnte Experiment von Smith betrachtet werden. Weißglut ist ab schwarzen Temperaturen oberhalb 1770 K zu beobachten [233]. Bei Tantal entspricht das Temperaturen oberhalb 1900 K [70]. In dem vorliegenden Experiment wurde weit in diesen Bereich hinein gemessen, wobei Robson-Drift und retrograde Bewegung beobachtet wurden.

Zu berücksichtigen ist außerdem, daß der Gasdruck im Vakuumgefäß von Smith 13 Pa bei Quecksilber als Zusatzgas und 1...4 kPa bei Argon betrug. Bekanntlich findet im Bereich von 1...80 kPa eine Bewegungsumkehr von retrograd zu vorwärts statt (siehe Abschnitt 2.3.1). Außerdem ist anzunehmen, daß auf Grund der heißen Kathode der Gasdruck höher als angegeben war. Die Bewegungsumkehr kann also ein eingangs erwähnter Gaseffekt sein.

Ebenso ist es wahrscheinlich, daß die Bewegungsumkehr durch einen Wech-

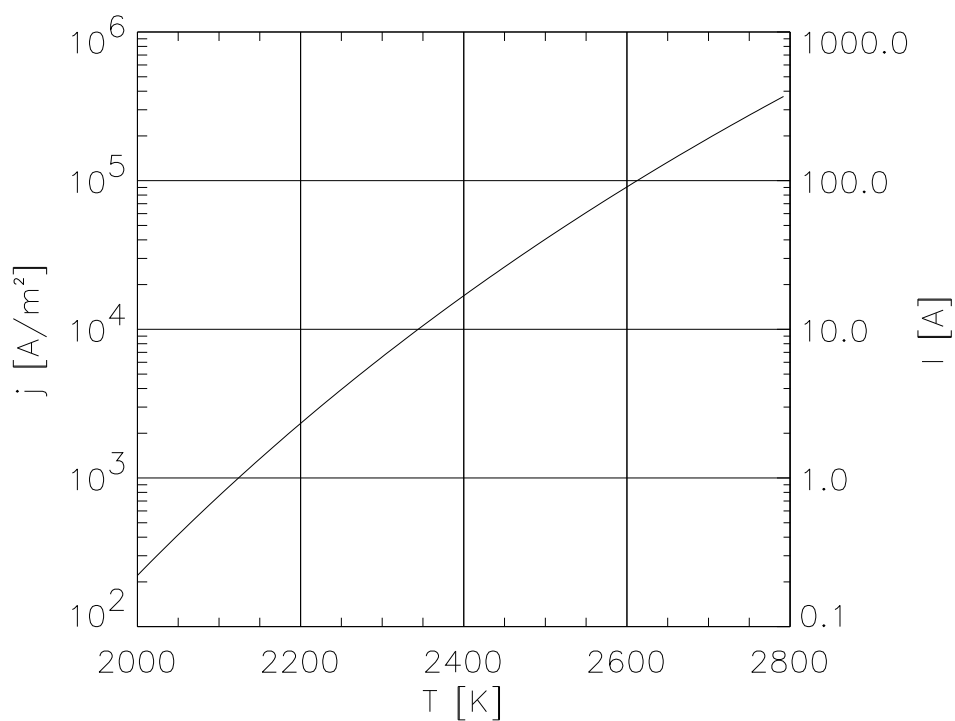


Abbildung 6.1: Thermoemission bei Tantal: Stromdichte j und Emissionsstrom I in Abhängigkeit der Kathodentemperatur T , die Kathodenabmessungen sind $10 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$.

sel zum brennflecklosen thermionischen Bogen [16, 160] erfolgte. Ströme von 13 A können von einer Tantalkathode mit einer Oberfläche von 100 cm^2 (die von Smith benutzte Zylinderkathode war wesentlich größer als die in diesem Experiment verwendete Kathode) bei einer Temperatur von 2200 K durch Thermoemission geliefert werden. Wenn der Bogen sich im brennflecklosen (diffusen) Modus befindet, gibt es keine Brennflecken und es tritt keine retrograde Bewegung auf.

Beachtet man, daß die Elektrode im Versuch von Smith wesentlich größer als die hier verwendete ist, die Temperaturen jedoch gleich, so kann man daraus schließen, daß die Bewegungsumkehr in [213] kein Effekt der retrograden Bewegung ist, sondern ein Übergang vom Bogen mit Brennfleckansatz zum diffusen, thermionischen Bogen [180]. Ein Modell, das die Effekte der retrograden Bewegung erklärt, muß daher heiße Kathoden nicht berücksichtigen.

6.2.2 Schrittweiten und Bewegungsrichtung

Bei Tantal ist bei der kalten Kathode ein längerer Ausläufer im Bereich der größeren Schrittweiten zu sehen, der in der Verteilung der Schrittweiten bei der heißen Tantalkathode fehlt (Abbildung 5.4). Aus diesem Grunde sind die Mittelwerte der beiden Verteilungen unterschiedlich. Dabei handelt es sich um Schrittweiten von Typ-I-Brennflecken. Zwar wurde die Kathode nach jedem Öffnen des Gefäßes geglüht, aber nicht mit der Maximaltemperatur, sondern nur mit etwa 1200 K, um eine Zerstörung der Kathode zu vermeiden. Bei der folgenden Reinigung durch Bogenformieren bleiben immer gewisse Gebiete, in die der Bogen seltener läuft, weitgehend unberührt. Da allerdings auch bei den ausgewerteten Aufnahmen der Bogen diese Gebiete seltener erreichte, ist der Effekt zwar zu sehen, spielt im Mittel jedoch keine bedeutende Rolle mehr. Bei der heißen, d.h. wiederholt geglühten Tantalkathode fehlen die extremen Schrittweiten auf Grund der saubereren Oberfläche.

Wie man auch an der guten Übereinstimmung im Bereich der kurzen Schrittweiten erkennen kann, handelt es sich hier um einen reinen Oberflächen- und nicht um einen Temperatureffekt.

Da jedoch offenbar Typ II überwiegt, sind die beiden häufigsten Werte ($240\text{ }\mu\text{m}$ und $260\text{ }\mu\text{m}$) innerhalb der Fehlergenauigkeit ($20\text{ }\mu\text{m}$) gleich. Das gleiche kann man über die Kurvenform sagen.

Mit Werten um $300\text{ }\mu\text{m}$ ist die Schrittweite der retrograden Bewegung um eine Größenordnung länger als die der zufälligen, die bei Kupfer $15 \dots 35\text{ }\mu\text{m}$

[109] beträgt. Damit ergibt sich eine Entkopplung der zufälligen Fragmentbewegung von der retrograden Bewegung des Brennflecks. Abbildung 4.21 um die Fragmentbewegung ergänzt sähe dann so aus, wie es in Abbildung 6.2 dargestellt ist.

Die Zeit zwischen zwei Schritten bei der retrograden Bewegung ist, ebenso wie die Schrittweite, um den Faktor 10 bis 100 größer als die der zufälligen Bewegung. Das erklärt auch die Beobachtungen aus den Experimenten mit der Drahtkathode, siehe z.B. Abbildung 4.5. Auch ist klar, warum in den Experimenten mit der Drahtkathode (Aufbau A) (Abschnitt 4.1) keine retrograde Richtung aus den Spuren ersichtlich ist, da

1. dort im Mittel nur zwei Schritte ($500\text{ }\mu\text{m}$) abgebildet werden
2. nicht jeder Schritt in retrograder Richtung erfolgt.

Ebenso ist die bisherige Vorstellung von der Ausrichtung der Elementarschritte im Magnetfeld als Modellvorstellung zur korrigieren. Eine Erklärung der retrograden Bewegung als direkte Folge der Veränderung der Zündbedingung im Umfeld des Brennflecks ist daher nicht möglich. In diesem Fall müßte nämlich die Elementarschrittweite der retrograden Bewegung gleich der chaotischen sein.

Zu prüfen bleibt, ob Jets bei der chaotischen Bewegung auch der Fortbewegungsmechanismus sind oder nicht. Interessant sind in diesem Zusammenhang Messungen ohne externes Magnetfeld, bei denen schnelle und langsame Phasen der Brennfleckbewegung festgestellt wurden, die etwa mit den Zeiten der retrograden Bewegung (langsam) und Fragmentbewegung (schnell) der vorliegenden Arbeit korrespondieren [114].

Die geringe Streuung bei langen Distanzen steht in Einklang mit anderen Messungen zur Robson-Drift [94], bei denen Winkel von $\frac{1}{2}\theta_B \dots 1\theta_B$ beobachtet wurden. Neben der Streuung der Meßwerte, welche durch eine leichte Verbiegung der Kathode nach dem Heizen, Ungenauigkeiten, die durch die Kameraauflösung und beim Markieren der Bahnen entstehen, ist es nicht auszuschliessen, daß auch eine natürliche Streuung der Bahnen vorhanden ist, da auch in allen anderen Aufnahmen von Brennfleckbahnen makroskopisch zu sehen ist, daß diese nie exakt gerade verlaufen.

Interessant hingegen ist der Befund, daß bei Auflösung der Bahn in Einzelschritte auch Winkel zu sehen sind, wie sie einem umgekehrten Axialfeld entsprechen. Dieses Phänomen wurde bisher vereinzelt beobachtet, aber

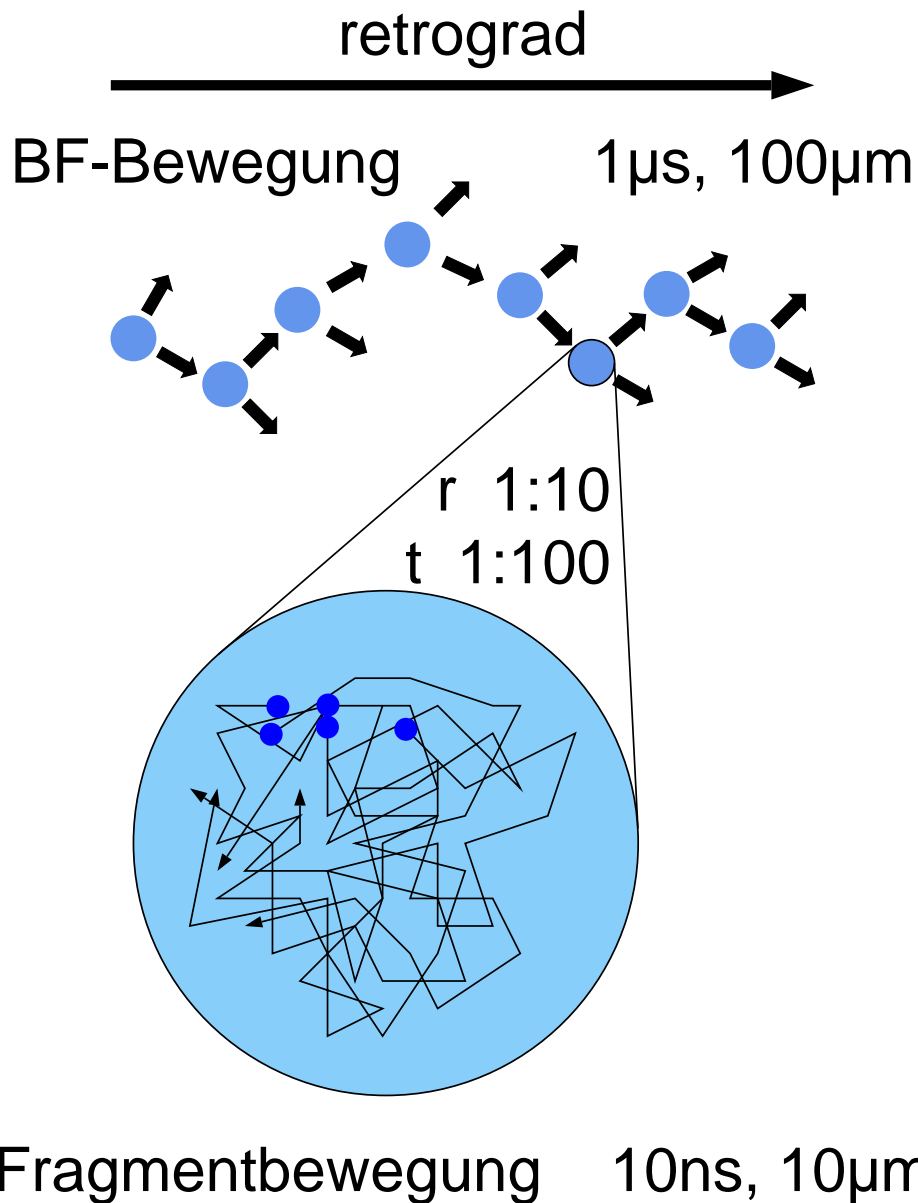


Abbildung 6.2: Räumliche und zeitliche Domänen der Fortbewegung: Die Brennfleckbewegung (BF, oben) im Magnetfeld ist im Mittel gerichtet. Ihr ist als schnelle und ungerichtete Bewegung die Fragmentdynamik überlagert (unten 10fach vergrößert und 100fach zeitlich gedehnt, dargestellt).

quantitativ noch nicht erfaßt, so daß keine Vergleichsdaten aus der Literatur vorliegen.

Zusammen mit der relativ breiten Streuung deckt es sich aber mit der Beobachtung, daß Jets nicht in exakt retrograder Richtung emittiert werden und entsprechend der Brennfleck auf mikroskopischer Ebene eine Zickzack-Bewegung vollführt. Dies spiegelt sich hier in der starken Abweichung vom Mittelwert wieder. Makroskopisch, also über den Mittelwert aller Schritte, ist der Zusammenhang zu den bekannten Experimenten wieder hergestellt. Abbildung 6.3 zeigt die Kurve aus der Originalarbeit von Robson (Typ I) und Meßwerte von Jüttner mit ähnlichen Versuchsbedingungen (Typ II). Mit letzteren besteht eine bemerkenswerte Übereinstimmung. Daß bei so verschiedenen Materialien wie Graphit einerseits und Molybdän und Tantal andererseits, unabhängig von der Kathodentemperatur eine derartige Übereinstimmung erzielt wird, zeigt wie gering der Einfluß des Kathodenmaterials ist. Bester Kandidat für die Erklärung des Unterschiedes zwischen den Messungen von Robson und den anderen Messungen ist der unterschiedliche Restdruck im Entladungsgefäß.

6.2.3 Die Asymmetrie der Winkelverteilung

Da diese nur in den Verteilungen der Elementarwinkel zu sehen ist, muß es sich um einen mikroskopischen Effekt handeln. Es ist allerdings zu beachten, daß die Aussage, daß unter flacherem Winkel ($0 \leq \phi_{v,i} \leq \phi_v$) offenbar größere Schrittweiten auftreten, auch bedeutet, daß diese Winkel zum einen genauer zu bestimmen sind und zum anderen, daß bei größeren Winkeln, wo die Elementarschritte kürzer sind, natürlich der Fehler in der Winkelbestimmung steigt, was eine breitere Streuung zur Folge hat. Das ist in den Histogrammen zu erkennen. Dann ist zu bedenken, daß zu kurze Schritte auch übersehen werden können, lange dagegen nicht. Daher ist die Asymmetrie in der nach Schrittlängen gewichteten Verteilung verläßlich, aber die Asymmetrie in der ungewichteten Verteilung kann ein Artefakt sein.

Die Erklärung jedoch wird erst durch eine vergleichbare Statistik der Jetwinkel zu finden sein. Diese wurden jedoch für die Robson-Drift noch nicht untersucht.

6.3 Das Phänomen der Jets

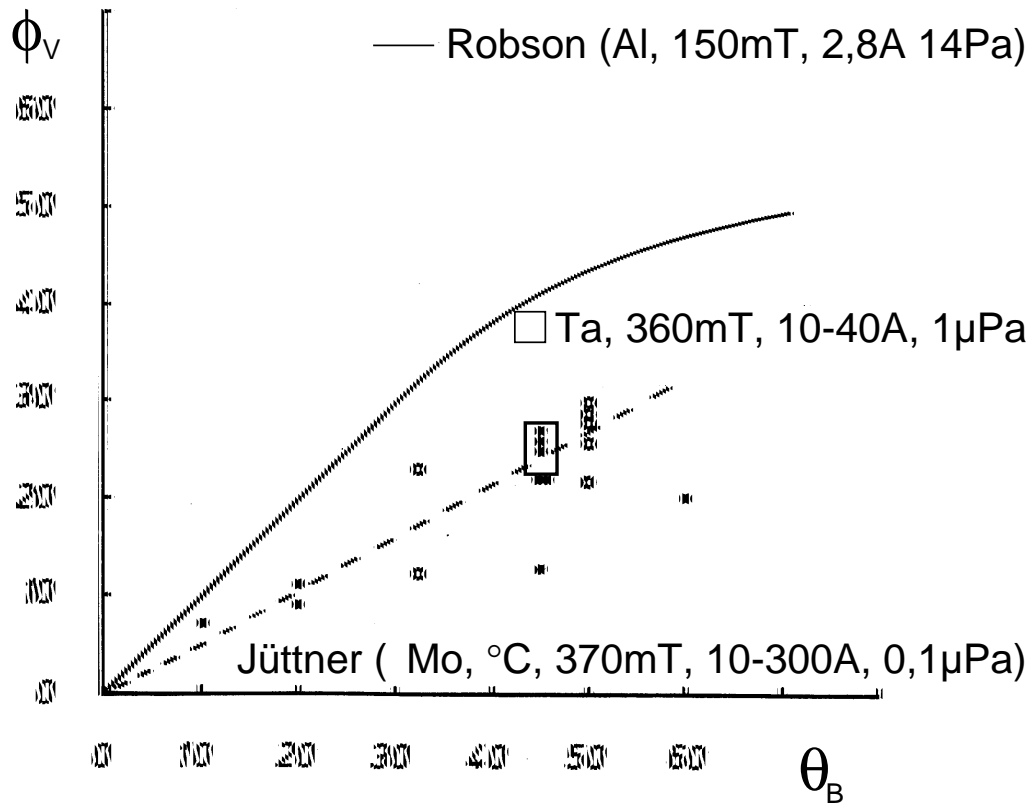


Abbildung 6.3: Vergleich mit anderen Driftwinkeln Messungen von Robson [183], durchgezogene Linie und Jüttner [103] zur Robson-Drift. Die Winkel für Tantal bei $\theta_B = 45^\circ$ stimmen mit denen für Graphit und Molybdän gut überein.

6.3.1 Andere Jets beim Vakuumbogen

Bevor die beobachteten Jets im Detail diskutiert werden, soll noch einmal klar von den anderen Jets, die beim Vakuumbogen auftreten, abgegrenzt werden:

Unter einem Jet wird ein Flüssigkeits-, Gas- oder Plasmastrahl verstanden, bei dem die Teilchen eine hohe gerichtete Geschwindigkeit besitzen.

Der Begriff Jet wird im Zusammenhang mit dem Bogen an verschiedenen Stellen bereits verwendet. Bereits makroskopisch sind jet-ähnliche Phänomene zu beobachten. In Vakuumschaltern sind die Elektroden zum Teil spiralförmig geformt, um fallenähnliche Magnetfeldkonfigurationen zu erhalten. Das Magnetfeld wird dabei durch den Strom in den Elektroden erzeugt. Ist das Magnetfeld axial, d.h. Stromdichtevektor und magnetische Flußdichte sind parallel zueinander, so sind mitunter Plasmaschläuche zu beobachten, die bei komplizierten Magnetfeldkonfigurationen wie Jets aussehen (z.B. [158]). Diese Phänomene sind jedoch nahezu stationär und mit einer Länge in der Größenordnung des Elektrodenabstandes, nicht mit den in dieser Arbeit beobachteten Jets zu vergleichen.

Des weiteren wird im Zusammenhang mit Droplets und der Schmelze im Brennfleckkrater der Begriff Jet für die Flüssigkeitsspritzer verwendet, welche aus dem Krater herausgeschleudert werden (siehe auch Abschnitte 5 und 2.6). Lösen sich von einem solchen Jet Tropfen flüssigen Metalls, so spricht man von Droplets oder Makropartikeln. Da Droplets ebenso wie die in dieser Arbeit beobachteten Jets flach über der Oberfläche emittiert werden, stellt sich die Frage, ob es sich nicht bei den Jets lediglich um Droplets handelt und damit um eine Fehlinterpretation der Meßergebnisse. Das läßt sich leicht entkräften: Auf allen Aufnahmen sind die Jets als langezogene Objekte von etwa 100 μm zu erkennen, deren Ursprung immer im Brennfleck liegt. Droplets hingegen hinterlassen Leuchtspuren, deren Länge durch Belichtungszeit und Dropletgeschwindigkeit bestimmt ist. Selbst ein schnelles Droplet mit einer Geschwindigkeit von 100 m/s ist bei einer Belichtungszeit von 100 ns nur noch in der Lage, eine Spur von 10 μm Länge zu hinterlassen. Außerdem sind die Abbilder, die von leuchtenden Makropartikeln produziert werden, leicht von denen der Jets zu unterscheiden, da erstere sehr schmale und gerade Flugspuren mit konstanter Intensität zeigen [128]. Eine Verwechslung der beobachteten Jets mit Makropartikeln kann also ausgeschlossen werden.

Von den Parametern ist eher der Begriff Jet im Zusammenhang mit der Ladungsträgerexpansion aus dem Brennfleckplasma treffend. Hierbei han-

delt es sich jedoch um Jets, die sich parallel \vec{j} vom Brennfleck zur Anode ausbreiten [141, 142, 171, 240, 244, 245]. Diese Jets bestehen aus Elektronen und hochenergetischen Ionen (40...140 eV [99, 171]), wobei letztere entgegen dem elektrischen Feld zur Anode fliegen. Die Ionenenergie ist von der Ionisierungsstufe abhängig. Die Geschwindigkeit der Ionen ist entsprechend 10^4 m/s [124, 131, 171, 189, 226].

Mit all den eben genannten Jets haben die beobachteten nichts zu tun, es handelt sich hierbei um ein völlig neues Phänomen.

6.3.2 Jets als Ursache der retrograden Bewegung

Die Elongation der Fragmente ist zu klein, um die retrograde Bewegung zu erklären. Die Elongation ist jedoch ein Hinweis darauf, daß das Fragment nicht die kleinste Struktur im Brennfleck ist; sie kann als gleichzeitige Existenz zweier Zellen mit Durchmessern kleiner als $10\text{ }\mu\text{m}$ betrachtet werden (Abschnitt 6.1). Wenn der Abstand zwischen den Zellen groß genug ist, um mit der Diagnostik aufgelöst zu werden, sehen wir Spaltung, sonst nur Elongation. Die Ergebnisse bezüglich der Schrittweiten der retrograden Bewegung unterstützen die Aussagen aus den Bilddaten, daß die retrograde Bewegung ein mesoskopischer Effekt ist: Unterhalb $10^2\text{ }\mu\text{m}$ und $1\text{ }\mu\text{s}$ dominiert die zufällige Bewegung.

Allgemein bedeutet Brennfleckbewegung die Auslöschung eines Brennflecks an einem Ort und die Neuzündung an einem anderen, im vorliegenden Fall an einem Ort in retrograder Richtung. Aus den Aufnahmen geht klar hervor, daß das Plasma auf der retrograden Seite eingeschlossen wird, wie es von Drouet beschrieben wird [57, 59]. Dies führt zu der makroskopischen Plasmakante entlang der magnetischen Feldlinien (Abbildung 4.14 u.a.) Mikroskopisch heißt das, daß das Plasma in einer Entfernung von 50 bis $80\text{ }\mu\text{m}$ gestoppt wird und auf diese Weise die Kante 1 in den Abbildungen 4.16 und 4.24 formt. Die Kante ist höchstwahrscheinlich mit der Einschlußkante von Drouet identisch. Aus der Region zwischen Brennfleck und Kante 1 kann das Plasma in Form von Jets entweichen (Abbildung 4.17), bis es an einer weiteren Linie, der Plasmakante 2, erneut gestoppt wird (Abbildungen 4.16 und 4.24). Mitunter kann das Plasma auch aus dieser Region entweichen und zur Bildung einer dritten Kante führen (Abbildung 4.24.4).

Neue Brennflecken werden in der Richtung der Jets gezündet (Abbildungen 4.19 und 4.20). Die wahrscheinlichste Entfernung (bei Kupfer $240\text{ }\mu\text{m}$) liegt zwischen den Kanten eins und zwei, außerhalb der Drouet-Region.

Grundlegend läßt sich die retrograde Bewegung aus der Jetbildung an den Kanten des Plasmaeinschlusses erklären.

6.3.3 Eigenschaften der Jets

Die Jets werden in Zeiten erhöhter Plasmaproduktion generiert. Bei Kupfer wurde schon in [109, 144] beobachtet, daß in Intervallen von etwa $3\text{ }\mu\text{s}$ ein starkes, in seiner Natur nichtlineares Aufleuchten des Brennfleckplasmas stattfindet. Diese Zeit stimmt mit der des Intervalls für einen retrograden Schritt ($3\ldots 5\text{ }\mu\text{s}$) überein. Zusammen mit der retrograden Schrittweite ergibt das eine makroskopische retrograde Geschwindigkeit von etwa 50 m/s , die mit den Messungen von Sethuraman et al. [198, 199] und Fang [71] übereinstimmt. Die Schrittweite, welche sich zwischen den Kanten 1 und 2 bewegt, zeigt, daß für die Neuzündung von Brennflecken die Jetgeschwindigkeit wichtiger als die Plasmadichte ist. Das deutet auf die Rolle des elektrischen Feldes $\vec{E} = \vec{v}_j \times \vec{B}$, welches bei der Expansion des Jets mit der Geschwindigkeit v_j im Magnetfeld B generiert wird (Abbildung 6.4). Auf der retrograden Seite verstärkt es den Ionenbeschuß der Kathodenoberfläche und erhöht auf diese Weise das Raumladungsfeld über der Kathodenoberfläche, während auf der Lorentzseite der Ionenfluß zur Kathode verringert und somit das Raumladungsfeld verkleinert wird.

Nimmt man an, daß die Jetgeschwindigkeit sich von Kante 1 zur Kante 2 auf 0 verringert, so kann man von einer Startgeschwindigkeit von 10 km/s ausgehen, was in guter Übereinstimmung mit den bekannten Jetgeschwindigkeiten in Richtung Anode ist.

Bei einer magnetische Flußdichte von 400 mT beträgt dann das elektrische Feld zwischen den Kanten 1 und 2 etwa 2 kV/m . Das ist ausreichend um innerhalb des Jets den Ionenfluß zur Kathode merkbar zu beeinflussen. Das resultierende Oberflächenfeld führt zur Neuzündung von Spots.

Folglich besteht die größte Asymmetrie bei $\vec{E} = \vec{v}_j \times \vec{B}$. Damit ist es auch, zumindest qualitativ möglich, die Robson-Drift zu erklären. Im Fall eines zur Kathodenoberfläche gekippten Magnetfeldes, wie es Abschnitt 2.3.3 beschrieben wird, ist das elektrische Feld E_j ebenso gekippt und verschiebt den Punkt der erhöhten Raumladung in Richtung der Robson-Drift (Abbildung 6.5). Gleichzeitig wird mit der Verkipfung des externen Magnetfeldes auch die Komponente von \vec{E}_j schwächer, welche parallel \vec{j} ist. Damit wird der Einfluß des generierten elektrischen Feldes mit zunehmender Verkipfung schwächer, so daß der Übergang zur Zufallsbewegung bei $B_\perp \rightarrow 0$

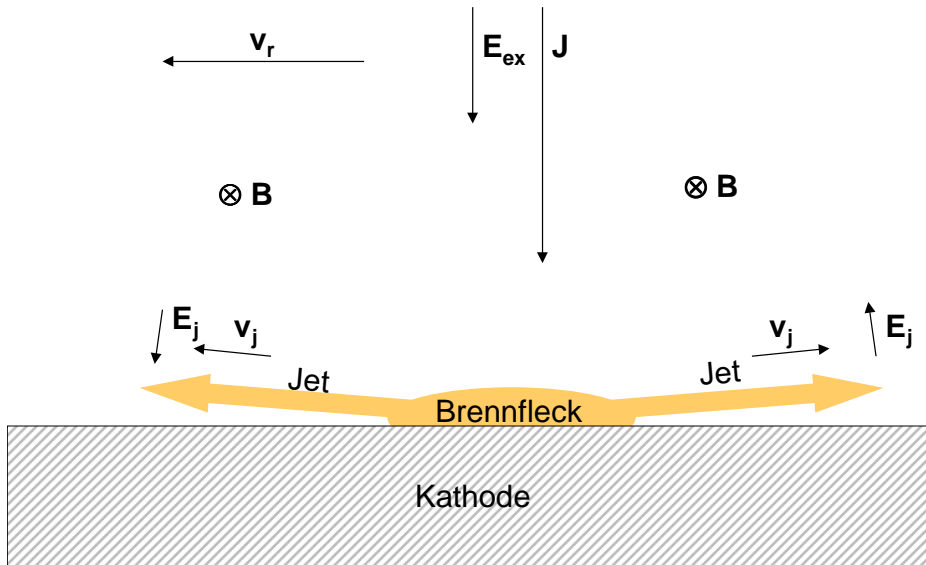


Abbildung 6.4: Feldverhältnisse bei reinem Transversalfeld $\vec{B} = \vec{B}_\perp$, \vec{B} — externes Magnetfeld, \vec{v}_r — retrograde Geschwindigkeit, \vec{E}_{ex} — externes elektrisches Feld, \vec{j} — Stromdichte, \vec{v}_j — Jetgeschwindigkeit, \vec{E}_j — elektrisches Feld aus Jetbewegung quer zum Magnetfeld

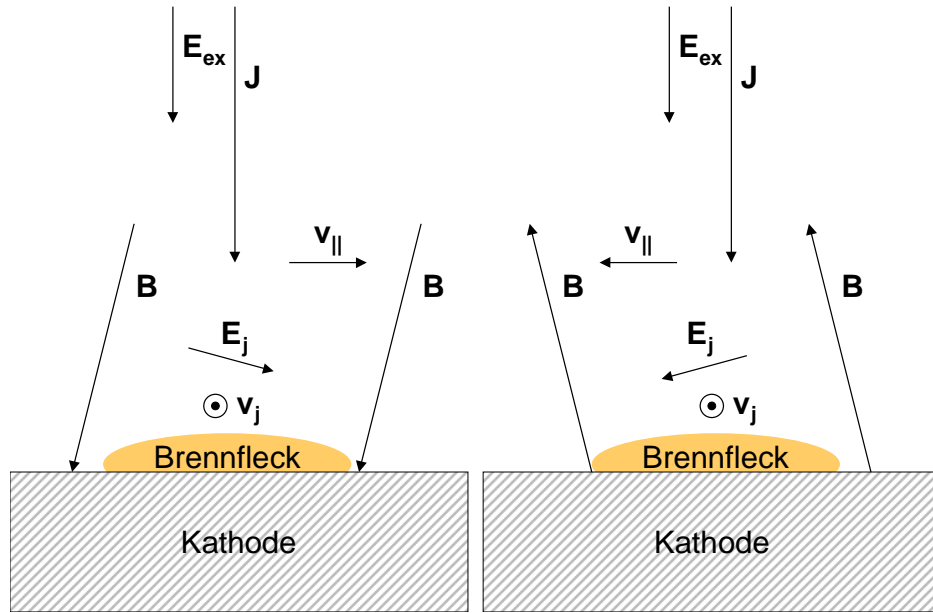


Abbildung 6.5: Feldverhältnisse bei der Robson-Drift, B — externes Magnetfeld, \vec{v}_r — retrograde Geschwindigkeit, E_{ex} — externes elektrisches Feld, \vec{j} — Stromdichte, v_j — Jetgeschwindigkeit, E_j — elektrisches Feld aus Jetbewegung quer zum Magnetfeld

gewährleistet ist.

Als Ursache für die Jetbildung an den Kanten 2 und 3 käme eine MHD-Instabilität in Frage. Insbesondere könnte die Rayleigh-Taylor-Instabilität [77, 121, 186, 227] verantwortlich für die Jetbildung sein. Die Ecken der Kante 1 haben Radien R_E von etwa $10\text{ }\mu\text{m}$ (Abbildungen 4.16 und 4.19). Nimmt man v_j/R_E als grobe Abschätzung für die Anwachsrate, so erhält man 10^9 s^{-1} , was ausreichend schnell für die beobachteten Phänomene ist.

6.3.4 Bewegungsmechanismus

Das Szenarium für die retrograde Bewegung ist nun wie folgt: wie von Jüttner [108, 109, 111] beschrieben gibt es in der Dynamik der Fragmente Perioden erhöhter Plasmaproduktion. Dabei gibt es eine ganze Hierarchie von Zeiten, wobei die längste Zeit bei Kupfer $3\text{ }\mu\text{s}$ beträgt. Das Plasma, welches auf der retrograden Seite vom Magnetfeld eingeschlossen wird [57], wird instabil. Jets werden auf einer Nanosekundenzeitskala produziert. Im Jetplasma, welches quer zum Magnetfeld expandiert, entwickelt sich ein elektrisches Feld, welches die Zündbedingungen auf der retrograden Seite verbessert und somit zur Neuzündung von Brennflecken auf der retrograden Seite führt. Die internen Brennfleckprozesse haben einen indirekten Einfluß, da sie die Plasmadichte steuern. Daher bleibt die Fragmentdynamik wichtig.

6.3.5 Ausrichtung und Verhalten bei Stromnull

Die Ausrichtung entlang der Magnetfeldlinien, wie sie auch von Alferov et al. [2] beobachtet wurde, kann an Hand der neuen Aufnahmen gedeutet werden. Die Linie, an der sich die Brennflecken ausrichten, ist mit der makroskopischen Plasmakante (Abbildungen 4.14 und 4.17) identisch. Auf Grund dessen, daß die Plasmafront relativ breit ist, d.h. mehrere Brennfleckabstände, finden die Brennflecke entlang der Plasmafront gleiche Bedingungen. Folglich ist die Ausrichtung der Brennflecke entlang der Plasmafront nicht verwunderlich. Daß diese wiederum entlang der Magnetfeldlinien verläuft, hängt damit zusammen, daß es für die geladenen Teilchen am einfachsten ist, sich entlang der Magnetfeldlinien zu bewegen.

Die Umkehrung der retrograden in Vorwärtsbewegung 4.28 links, wurde ebenfalls von Kesaev beobachtet. Höchstwahrscheinlich liegt die Ursache in der reduzierten Plasmadichte vor dem Verlöschen des Bogens, die eine Generierung von Jets nicht mehr gestattet.

Laut Jüttner [107] ist der Ionenstrom dem Bogenstrom porportional und bei Entfernungen größer 50 μm und kleinen Strömen ($I_{\text{arc}} < 500 \text{ A}$) ergibt sich aus der Betrachtung des Spots als Punktquelle eine Proportionalität in r^{-2} und damit

$$j_i(\phi, r) = Ze v_i n_i = \frac{A_0 I_{\text{arc}} G(\phi)}{r^2} \quad (6.3)$$

wobei r der Abstand vom Spot und A_0 eine Konstante ist, die sich aus der Integration über die Halbsphäre ergibt, da das Verhältnis von Ionen- zu Bogenstrom konstant ist [124]. Damit ergibt sich die Dichte außerhalb des Spotzentrums

$$n_i = \frac{A_1 I_{\text{arc}} G(\phi)}{r^2} \quad A_1 = \frac{2I_{\text{ion}}}{I_{\text{arc}} \pi Z e_o v_i} = \frac{2\mu_i}{\pi m_i v_i} \quad (6.4)$$

$\frac{I_{\text{ion}}}{I_{\text{arc}}}$ läßt sich auch durch die Ionenerosionsrate ausdrücken. Damit ist $\frac{n_i r^2}{I_{\text{arc}}}$ eine Materialkonstante. Für die meisten Metalle beträgt der Wert $A_1 = 10^{13} \text{ A}^{-1} \text{ m}^{-1}$ [107], mit $\mu_i = 17 \mu\text{g/C}$ [124] ergibt sich

$$A_1 = 1.9 \times 10^{13} \text{ A}^{-1} \text{ m}^{-1} \quad (6.5)$$

Damit kann man die Ionendichte am Fragmentrand $r = 5 \mu\text{m}$ bei dem kritischen Strom $I_{\text{arc}} = 2 \text{ A}$ bestimmen:

$$n_i = 1.6 \times 10^{24} \text{ m}^{-3} \quad (6.6)$$

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Bewegungsmechanismen der retrograden Bewegung des Vakuumbogens untersucht, die auf die retrograde Bewegung der Brennflecke zurückgeführt werden kann. Dabei wurde das Verhalten der Substruktur der Brennflecke, der Fragmente, das Verhalten der Brennflecke auf kalten und heißen Metallkathoden bei Magnetfeldern bis zu 400 mT und bei Bogenströmen bis zu 100 A untersucht.

Das erste Ergebnis der Arbeit ist der Nachweis einer Unterstruktur der Fragmente (Zellen), aus denen sich ein Brennfleck zusammensetzt. Die Zellen haben Abmessungen und Zeitkonstanten an der Grenze des Auflösungsvermögens ($5\text{ }\mu\text{m}$ bzw. 10 ns).

Das Experiment mit der geheizten Kathode zeigt, daß die Oberflächeneigenschaften von untergeordneter Bedeutung für die retrograde Bewegung sind. Bei diesen Versuchen ist bereits die scharfe Plasmakante in Bewegungsrichtung und der asymmetrische Plasmaeinschluß zu sehen. Als weiteres Ergebnis konnte bewiesen werden, daß die retrograde Bewegung auch auf heißen Kathoden bis 2100 K unverändert vorhanden ist. Es gibt keine Bewegungsumkehr der Brennfleckbewegung bei Temperaturerhöhung auf der Kathode. Mit diesem Experiment konnte Klarheit in Bezug auf alte Veröffentlichungen geschaffen werden und der Effekt der Bewegungsumkehr bei Erhöhung der Kathodentemperatur, der der retrograden Bewegung bisher zugeordnet war und als Kriterium für Theorien galt, die die retrograde Bewegung erklären sollen, ausgeschlossen werden.

Entgegen den Erwartungen stellte es sich heraus, daß es sich bei der retrograden Bewegung nicht um einen Konfigurationseffekt handelt. Vielmehr ist ein bislang unbeobachtetes Plasmaphänomen, die Jets, als Ursache für die ge-

richtete Bewegung gefunden worden. Mit den durchgeführten Experimenten was es erstmals möglich, grundsätzlich neue Erkenntnisse zur retrograden Bewegung abzuleiten, die nicht nur zu einer weiteren Hypothese zur Erklärung der retrograden Bewegung führten, sondern eine grundlegende Beschreibung der retrograden Bewegung gestatten: Die retrograde Bewegung wird durch die Bildung von Jets gesteuert, die in Phasen erhöhter Plasmaproduktion entstehen. Die in den Jets erzeugten Felder steuern das Verlöschen und Neuzünden der Brennflecke wie folgt:

Der Brennfleck folgt den Plasmajets, die in retrograder Richtung im Intervall von $1\text{ }\mu\text{s}$ bis $10\text{ }\mu\text{s}$ ausgestoßen werden. Die Orientierung der Plasmajets kann bis zu 45° von der retrograden Richtung abweichen. Neue Brennflecke werden jeweils bei einem Abstand in der Größenordnung von etwa $200\text{ }\dots\text{ }300\text{ }\mu\text{m}$ in Jetrichtung gebildet. Dies entspricht der beobachteten mittleren Schrittweite bei Kupfer und Tantal $200\text{ }\dots\text{ }300\text{ }\mu\text{m}$.

Es wurde weiterhin gesehen, daß die Jets in Zeiten erhöhter Plasmaproduktion emittiert werden. In den Jets werden elektrische Felder $\vec{E}_{jet} = \vec{v}_{jet} \times \vec{B}$ generiert, welche zur Neuzündung von Brennflecken beitragen. Sie sind der Hauptgrund für die Asymmetrie auf der retrograden Seite (Jets) und der Vorwärtsrichtung (keine Jets) und können auch die Robson-Drift bei zur Kathode gekippten Magnetfeldern erklären.

Die Bewegung der Brennflecke durch die in den Jets generierten elektrischen Felder ist von der Zufallsbewegung des Brennflecks überlagert, welche von der Bewegung der inneren Bestandteile des Brennflecks, der Fragmente, verursacht wird. Auch das ist eine neue Erkenntnis, denn bislang erfolgte keine Trennung zwischen der Zufallsbewegung und der retrograden Bewegung. Vielmehr suchte man in einer Modifizierung der Zufallsbewegung eine Erklärung für die retrograde Bewegung zu finden. Die Experimente haben nicht nur gezeigt, daß Zufallsbewegung und retrograde Bewegung auf verschiedenen Zeit- und Längenskalen ablaufen, sondern weiterhin, daß für sie unterschiedliche Effekte verantwortlich sind.

Vor dem Verlöschen des Bogens zeigte sich mikroskopisch ein Überwiegen der chaotischen Komponente; hierin stimmen die Ergebnisse dieser Arbeit mit anderen überein.

Mit der Verwendung der mikroskopischen Parameter (Schrittweite der retrograden Bewegung und Zeiten der Jet-Emission) konnten die bei Typ-II-Brennflecken gefunden makroskopischen Geschwindigkeiten reproduziert werden. Ebenso zeigen die Verteilungen der Elementarwinkel bei der Robson-

Drift Abweichungen von der makroskopischen Driftrichtung, was eine Widerspiegelung der unterschiedlichen Emissionsrichtungen bei den Jets ist. Beim Übergang zu makroskopischen Größen besteht auch hier eine Übereinstimmung zu vergleichbaren Arbeiten.

Zu erwähnen bleibt, daß die alle mikroskopisch beobachteten Phänomene (Plasmakante, Bewegungsrichtung) makroskopisch beobachtbaren Phänomenen (Bewegungsrichtung, Geschwindigkeit) quantitativ zugeordnet werden konnten.

Die Jets selbst sind eine Folge von Instabilitäten im Brennfleckkern. Die Details der Instabilität sind jedoch noch nicht klar und bedürfen einer gründlichen theoretischen Behandlung. Ebenso verhält es sich mit den nichtlinearen Prozessen während der Zeiten erhöhter Plasmaproduktion. Sie treten bei der Vereinigung von Fragmenten auf und bestimmen die Periode der Jet-Emissionen.

Literaturverzeichnis

- [1] M. S. Agarwal und R. Holmes. Cathode spot motion in high-current vacuum arcs under self-generated azimuthal and applied axial magnetic fields. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 17(4):743–756, 1984.
- [2] V. I. Alferov, O. N. Vitovskaja und G. I. Shchrbakov. Retrograde motion of the current in a transverse magnetic field. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 22:57–62, 1977.
- [3] A. Anders. *A Formulary for Plasma Physics*. Akademie-Verlag, Berlin, 1990.
- [4] A. Anders. Ion charge distribution of vacuum arc plasmas: The origin of species. *Physical Review E*, 55(1):696–981, 1997.
- [5] A. Anders. Plasma fluctuations, local partial Saha equilibrium and the broadening of vacuum-arc ion charge state distributions. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 27(4):1060–1067, 1998.
- [6] A. Anders, S. Anders, A. Förster und I. G. Brown. Pressure ionization: its role in metal vapour vacuum arc plasmas and ion sources. *Plasma Sources Science and Technology*, 1(4):263–270, 1992.
- [7] A. Anders, S. Anders, B. Jüttner, W. Böttcher, H. Lück und G. Schröder. Investigations of cathode spots by laser absorption photography. In *Proceedings XVth ISDEIV*, pages 653–658, Darmstadt (Germany), 1992.
- [8] A. Anders, S. Anders, B. Jüttner, W. Böttcher, H. Lück und G. Schröder. Pulsed dye laser diagnostics of vacuum arc spots. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 20(4):466–472, 1992.

- [9] A. Anders, S. Anders, B. Jüttner und H. Lück. High-resolution imaging of vacuum arc cathode spots. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 24(1):69–70, 1996.
- [10] A. Anders, S. Anders, B. Jüttner, H. Pursch, W. Böttcher und H. Lück. Characteristic times and structure of cathode spots determined by streak camera measurements. In *Proceedings XVth ISDEIV*, pages 289–293, Darmstadt (Germany), 1992.
- [11] A. Anders, S. Anders, B. Jüttner, H. Pursch, W. Böttcher und H. Lück. Vacuum arc cathode spot parameters from high-resolution luminosity measurements. *J. Appl. Phys.*, 71(10):4763–4770, 1992.
- [12] A. Anders, B. Jüttner, H. Pursch und P. Siemroth. New measurements of the current density of arc cathode spots in vacuum. In *Proceedings XIth ISDEIV*, volume 1, pages 151–153, Berlin (GDR), 1984. Int. Symp. on Disch. and Elec. Ins. in Vacuum.
- [13] A. Anders, G. Yushkov, E. Oks, A. Nikolaev und I. Brown. Ion charge distributions of pulsed vacuum arc plasmas in strong magnetic fields. *Review of Scientific Instruments*, 69(3):1332–1335, 1998.
- [14] S. Anders. Untersuchung der Stromdichte im Katodenfleck eines Vakuumbogens. Diplomarbeit, Humboldt-Universität, Berlin, 1984.
- [15] S. Anders und A. Anders. Effects of non-ideality and non-equilibrium in the cathode spot plasma of vacuum arcs. *Contrib. Plasma Phys.*, 29(4–5):537–543, 1989.
- [16] S. Anders und A. Anders. On modes of arc cathode operation. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 19(1):20–24, 1991.
- [17] S. Anders, A. Anders und B. Jüttner. Simulation of the brightness pattern of a moving cathode spot. In *Proc. XVth ISDEIV*, pages 294–298, Darmstadt (Germany), 1992.
- [18] S. Anders und B. Jüttner. Arc cathode processes in the transition region between vacuum arcs and gaseous arcs. *Beiträge aus der Plasmaphysik*, 27(3):223–236, 1987.

- [19] S. Anders und B. Jüttner. Influence of residual gases on cathode spot behavior. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 19(5):705–712, 1991.
- [20] M. Auweter-Ming und H. O. Schrade. Explanation of arc spot motion in the presence of magnetic fields. *J. Nucl. Mat.*, 93–94:799–805, 1980.
- [21] R. B. Baksht, A. P. Kudinov und E. A. Litvinov. Cathode plasma in the initial stage of a vacuum discharge. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 18(1):94–97, 1973.
- [22] S. A. Barengolts, E. A. Litvinov, E. Y. Sadowskaya und D. L. Shmelev. Movement of cathode spot of vacuum arc in an external magnetic field. In *Proc. XVIIIth ISDEIV*, pages 222–225, Eindhoven (Netherlands), 1998.
- [23] S. A. Barengolts, E. A. Litvinov, E. Y. Sadowskaya und D. L. Shmelev. Movement of cathode spot of vacuum arc in an external magnetic field. *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, 68(6):60–64, 1998.
- [24] A. R. Beers und T. E. Royal. Apparatus for steering the arc in a cathodic arc coater. US patent 6036828, 2000.
- [25] I. Beilis. Theoretical modeling of cathode spot phenomena. In R. L. Boxman, D. M. Sanders and P. J. Martin, editors, *Handbook of Vacuum Arc Science and Technology*, chapter 3, pages 208–256. Noyes Publications, 1995.
- [26] I. Beilis, B. E. Djakov, B. Jüttner und H. Pursch. Structure and dynamics of high-current arc spots in vacuum. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 30:119–130, 1997.
- [27] I. I. Beilis. State of the theory of cathode spot phenomena in vacuum arcs. In *Proceedings XVIIth ISDEIV*, volume 1, pages 188–193, Berkeley, 1996.
- [28] C. Bickes, E. Dewald, U. Ernst und K. Frank. Optical diagnostics of high current pseudospark discharges. In *Proc. 18th ISDEIV*, volume 1, pages 382–385, Eindhoven, 1998.
- [29] J. A. Bittencourt. *Fundamentals of Plasma Physics*. Pergamon Press, Oxford, U.K., 1988.

- [30] R. Bolton, D. Bhattacharyya und M. G. Drouet. Current density and magnetic quantities in a moving arc. In *Proc. 4th Int. Conf. on Gas Discharges*, pages 12–15, 1976.
- [31] R. L. Boxman. Interferometric measurement of electron and vapour densities in a high-current vacuum arc. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 45(11):4853–4846, 1974.
- [32] R. L. Boxman und S. Goldsmith. Principles and applications of vacuum arc coatings. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 17(5):705–711, 1989.
- [33] R. L. Boxman, S. Goldsmith und S. Shalev. Velocities and emission rates of cathode-produced molybdenum macroparticles in a vacuum arc. *J. Appl. Phys.*, 58:2503–2507, 1985.
- [34] A. Bugaev, V. Gushenets, A. Nikolaev, E. Oks, A. Anders, I. Brown und G. Yushkov. recent study of ion charge state distribution in vacuum arc sources. In *Proc. XVIIIth ISDEIV*, volume 1, pages 256–259, Eindhoven (Netherlands), 1998.
- [35] S P Bugaev, E A Litvinov, G A Mesyats und D I Proskurovsky. Explosive emission of electrons. *Sov. Phys. Usp.*, 18:51–61, 1975.
- [36] T. Burtseva, V. Barabash, I. Mazul, C. García-Rosales, S. Deschka, R. Behrisch und A. Herrmann. Performance of the Ti doped graphite RG-Ti-91 at the divertor of the tokamak ASDEX-Upgrade. In *PSI conference contribution*, volume B24, St. Raphael, 1996.
- [37] A. I. Bushik, I. A. Bakuto, M. K. Mitskevich, P. S. Zachepilo und S. V. Bushik. Investigation of the character of cathode spot movement at vacuum pulse arc discharge. In *Proceedings XVIIIth ISDEIV*, volume 1, pages 185–187, Berkeley (USA), 1996.
- [38] A. I. Bushik, B. Jüttner und H. Pursch. On the nature and motion of arc cathode spots in UHV. *Beiträge aus der Plasmaphysik*, 19(3):178–188, 1979.
- [39] R. P. Carter und D. L. Murphree. Arc motion reversal in crossed electric and magnetic fields in an argon atmosphere from 200 to 900 Torr. *J. Appl. Phys.*, 44(11):5190–5191, 1973.

- [40] A. M. Chaly, A. A. Logatchev und S. M. Shkolnik. Cathode spots dynamics on pure metals and composite materials in high-current vacuum arcs. In *Proceedings XVIIIth ISDEIV*, volume 1, pages 128–132, Berkeley (USA), 1996.
- [41] A. M. Chaly, A. A. Logatchev und S. M. Shkolnik. Cathode processes in free burning and stabilized by axial magnetic field vacuum arcs. In *Proceedings XVIIIth ISDEIV*, volume 1, Eindhoven (Netherlands), 1998.
- [42] A. M. Chaly, A. A. Logatchev und S. M. Shkolnik. Cathode processes in free burning and stabilized by axial magnetic field vacuum arcs. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 27(4):827–834, 1999.
- [43] S. Chandrasekhar. *Plasma Physics*, chapter Applications of the first order orbit theory, pages 65–96. The University of Chicago Press, Chicago and London, 1960.
- [44] C. L. Chen, D. K. Davies und D. T. Tuma. Erosion products from the cathode spot region of a copper vacuum arc. *J. Appl. Phys.*, 44:3074–3081, 1978.
- [45] Pei-Li Cheng, Ming-Yan Tsai und Jiann-Shiun Kao. Low temperature growth of diamond-like films by cathodic arc plasma deposition. *Applied Surface Science*, 92:30–34, 1996.
- [46] J. D. Cobine und C. J. Gallagher. Current density of the arc cathode spot. *Physical Review*, 74(10):1524–1530, 1948.
- [47] H. Cormican. *Ultra-sensitive spectroscopy with modern CCD sensors*. Andor technology, 1998.
- [48] J. E. Daalder. Diameter and current density of single and multiple cathode discharges in vacuum. *IEEE Trans. Power App. Syst.*, 93:1747–1758, 1974.
- [49] J. E. Daalder. Components of cathode erosion in vacuum arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 9:2379–2395, 1976.
- [50] J. E. Daalder. Cathode spots and vacuum arcs. *Physica*, 104C:91–106, 1981.

- [51] J. E. Daalder. Random walk of arc cathode spots in vacuum. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 16:17–27, 1983.
- [52] J. E. Daalder und A. M. Gordens. Velocities of macroparticles generated in the cathode spot region of a vacuum arc. In *Proc. XVIth Int. Conf. Phen. Ionized Gases*, pages 274–275, Düsseldorf, 1983.
- [53] D’Ans-Lax. *Taschenbuch für Chemiker und Physiker*, volume I. Springer Verlag, Berlin, 1943.
- [54] B. E. Djakov. Cathode spot phenomena in low current vacuum arcs on arc cleaned electrode surfaces I. Spot dynamics. *Contrib. Plas. Sci.*, 38:307–316, 1993.
- [55] B. E. Djakov. Cathode spot phenomena in low current vacuum arcs on arc cleaned electrode surfaces I. Spot size. *Contrib. Plas. Sci.*, 33:201–207, 1993.
- [56] B. E. Djakov und R. Holmes. Cathode spot division in vacuum arcs with solid metal cathodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 4:504–509, 1971.
- [57] M. G. Drouet. The physics of the retrograde motion of the electric arc. *Japanese Journal of Applied Physics*, 20(6):1027–1036, 1981.
- [58] M. G. Drouet. The physics of the retrograde motion of the electric arc. In *Proc. XIth ISDEIV*, pages 107–114, Berlin (GDR), 1984.
- [59] M. G. Drouet. The physics of the retrograde motion of the electric arc. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 13(5):235–241, 1985.
- [60] M. G. Drouet und J.-L. Meunier. Influence of the background gas pressure on the expansion of the arc-cathode plasma. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 13(5):285–287, 1985.
- [61] W. Ebeling, A. Förster, V. E. Fortov, V. K. Gryaznov und A. Ya. Polishchuk. *Thermophysical Properties of Hot Dense Plasmas*, volume 25 of *Teubner-Texte zur Physik*. B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart, Leipzig, 1991.
- [62] W. Ebeling, A. Förster, H. Hess und M. Yu. Romanowsky. Thermodynamic and kinetic properties of hot nonideal plasmas. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 38:A31–A47, 1996.

- [63] W. Ebeling, A. Förster und R. Radtke, editors. *Physics of Nonideal Plasmas*. B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart, Leipzig, 1992.
- [64] G. Ecker und K. G. Müller. Theorie der “Retrograde Motion”. *Zeitschrift für Physik*, 151:577–594, 1958.
- [65] G. Ecker und K. G. Müller. Theory of the retrograde motion. *J. Appl. Phys.*, 29:1606–1608, 1958.
- [66] A. Eidinger und W. Rieder. Das Verhalten des Lichtbogens im transversalen Magnetfeld. *Archiv für Elektrotechnik*, XLIII(2):94–114, 1957.
- [67] P. R. Emtage, J. G. Gorman, J. V. R. Heberlein, F. A. Holmes, C. W. Kimblin, P. G. Slade und R. E. Voxhall. The interaction of vacuum arcs with transverse magnetic field. In *Proc. of the 13th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases*, pages 673–674. Atomic Energy Research Establishment, 1977.
- [68] P. R. Emtage, C. W. Kimblin, J. G. Gorman, F. A. Holmes, J. V. R. Heberlein, R. E. Voxhall und P. G. Slade. Interaction between vacuum arcs and transverse magnetic fields with application to current limitation. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 8(4):314–319, 1980.
- [69] W. Espe. *Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik*, volume 1. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1959.
- [70] W. Espe. *Metalle und metallisch leitende Werkstoffe*, volume 1, chapter Anhang, page 896. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1960.
- [71] D. Y. Fang. Cathode spot velocity of vacuum arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 15(5):833–844, 1982.
- [72] D. Y. Fang. Arc velocity as a function of the transverse magnetic field. In *Proc. XIth ISDEIV*, volume 1, pages 187–190, Berlin (GDR), 1984. ISDEIV.
- [73] C. J. Gallagher. The retrograde motion of the arc cathode spot. *J. Appl. Phys.*, 21:768–771, 1950.
- [74] C. J. Gallagher und J. D. Cobine. Retrograde motion of an arc cathode spot in a magnetic field. *Physical Review*, 71:481, 1947.

- [75] C. J. Gallagher und J. D. Cobine. The reverse blowout effect. *Electrical Engineering*, 68:469–469, 1949.
- [76] B. Gellert, E. Schade und E. Dullni. Measurement of particles and vapor density after high-current vacuum arcs by laser techniques. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 15(5):545–551, 1987.
- [77] R. J. Goldston und P. H. Rutherford. *Introduction to Plasma Physics*, chapter Chapter 19: The Rayleigh-Taylor and Flute-Instabilities, pages 311–336. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (USA), 1997.
- [78] Goodfellow. *Product Catalog*, 1999.
- [79] N. Graneau. An electrodynamic vacuum arc ion acceleration mechanism based on ampere’s force law. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 21(6):701–713, 1993.
- [80] A. E. Guile und P. E. Secker. Arc cathode movement in a magnetic field. *J. Appl. Phys.*, 29(12):1662–1667, 1958.
- [81] H. C. W. Gundlach. Experimental study of the retrograde motion of the arc spot in high vacuum. In *Proc. Vth ISDEIV*, pages 249–252, Poznan (Poland), 1972.
- [82] Hadland Photonics. *Imacon 468 User Guide*, 1996.
- [83] E. Hantzsche. Estimation of the current density in cathode arc spots. *Beiträge aus der Plasmaphysik*, 25(5):459–465, 1985.
- [84] E. Hantzsche. Consequences of balance equations applied to the diffuse plasma of vacuum arcs. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 17(5):657–749, 1989.
- [85] E. Hantzsche und B. Jüttner. Current density in arc spots. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, PS-13(5):230–234, 1985.
- [86] E. Hantzsche, B. Jüttner und H. Pursch. On the random walk of arc cathode spots in vacuum. *J. Appl. Phys.*, 16:173–177, 1983.
- [87] L. P. Harris. *Vacuum arcs Theory and application*, chapter Arc Cathode Phenomena, pages 120–168. Wiley-Interscience, New York, 1980.

- [88] L. P. Harris. Transverse forces and motions at cathode spots in vacuum. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 11(3), 1983.
- [89] V. Hermoch. On the retrograde motion of arcs in magnetic field by heating cathode. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, PS-1:62–64, 1973.
- [90] V. Hermoch und J. Teichmann. Cathode jets and the retrograde motion of arcs in magnetic fields. *Zeitschrift für Physik*, 195:125–145, 1966.
- [91] K. G. Hernqvist und E. O. Johnson. Retrograde motion in gas discharge plasmas. *Physical Review*, 89:1576–1583, 1955.
- [92] H. Hess. The vacuum arc spot-a high pressure phenomenon. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 24(1):36–40, 1991.
- [93] H. Himler und G. J. Cohn. The reverse blowout effect. *Electrical Engineering*, 67(12):1148–1152, 1948.
- [94] W. Hintze und M. Laux. On the motion of unipolar arcs in a tokamak. *Beiträge aus der Plasmaphysik*, 21(4):247–260, 1981.
- [95] A. Hochrainer. Über die Umkehrung der magnetischen Blaswirkung. *Elin. Z.*, 1:61–63, 1949.
- [96] P. Höß und K. Flender. Sub-nanosecond optical gating and iris-ing properties of different type of microchannel plate image intensifiers MCP-II. In *SPIE Conference on Optical Diagnostics for Fluids/Heat/Combustion and Photomechanics for Solids*, volume 3783, pages 194–200, Denver, Colorado, 1999. International Society for Optical Engineering.
- [97] P. Höß, K. Flender und J. Ehrhardt. Subnanosecond optical gating using coax cable input microchannel plate image intensifier. *Opt. Eng.*, 37(8):2213–2216, 1998.
- [98] A. W. Hull. Cathode spot. *Physical Review*, 126(5):1603–1610, 1962.
- [99] V. A. Ivanov, A. Anders, B. Jüttner und H. Pursch. Ion and electron acceleration in metal vapor arc plasmas. In *Proceedings XIVth ISDEIV*, pages 192–197, Santa Fe (USA), 1990. ISDEIV.

- [100] Zou Jiyao, Cheng Zhongyouan, Wang Hao und Wang Hai. Analysis on behaviour of macroparticles in vacuum arc deposition with magnetic field. In *Proceedings XVIIth ISDEIV*, volume 2, pages 867–870, Berkeley (USA), 1996. ISDEIV.
- [101] R. M. St. John und J. G. Winans. The motion of arc cathode spot in a magnetic field. *Physical Review*, 94(5):1097–1102, 1954.
- [102] R. M. St. John und J. G. Winans. Motion and spectrum of arc cathode spot in a magnetic field. *Physical Review*, 98(6):1664–1671, 1955.
- [103] B. Jüttner. private Mitteilungen.
- [104] B. Jüttner. Erosion craters and arc cathode spots in vacuum. *Beiträge aus der Plasmaphysik*, 19(1):25–48, 1979.
- [105] B. Jüttner. Formation time and heating mechanism of arc cathode craters in vacuum. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 14(7):1265–1275, 1981.
- [106] B. Jüttner. On the plasma density of metal vapour arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 18(11):2221–2231, 1985.
- [107] B. Jüttner. Characterization of the cathode spot. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, PS-15(5):474–480, 1987.
- [108] B. Jüttner. The dynamics of arc cathode spots in vacuum. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 28:516–522, 1995.
- [109] B. Jüttner. The dynamics of arc cathode spots in vacuum: new measurements. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 30:211–229, 1997.
- [110] B. Jüttner. Properties of arc cathode spots. *J. Phys. IV France*, C4:31–45, 1997.
- [111] B. Jüttner. The dynamics of arc cathode spots in vacuum. Part III: measurements with improved resolution and UV radiation. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 31:1728–1736, 1998.
- [112] B. Jüttner. Instabilities of prebreakdown currents in vacuum II: the nature of emission sites. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 32:2544–2551, 1999.

- [113] B. Jüttner, K. Büchl, M. Weinlich und ASDEX Upgrade Team. Arcing in ASDEX-Upgrade. *Contrib. Plasma Phys.*, 2/3(34):472–477, 1994.
- [114] B. Jüttner, B. E. Djakov, T. Schülke und P. Siemroth. Dynamics of vacuum arc spots at a point cathode. In *Proc. XVIIth ISDEIV*, volume 1, pages 123–127, Berkeley (USA), 1996. Int. Symp. on Disch. and Elec. Ins. in Vacuum.
- [115] B. Jüttner und A. Förster. Evidence and consequences of cathode-spot substructure in vacuum arcs. In *Proceedings XVIIth ISDEIV*, volume 1, pages 118–122, Berkeley (USA), 1996. Int. Symp. on Disch. and Elec. Ins. in Vacuum.
- [116] B. Jüttner und V. F. Puchkarev. *Phenomenology of Cathode Spots*, chapter 3, pages 73–151. Noyes Publications, 1995.
- [117] B. Jüttner, H. Pursch und V. A. Shilov. The influence of surface roughness and surface temperature on arc spot movement in vacuum. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 17(2):L31–L34, 1984.
- [118] M. Kandah und J.-L. Meunier. Study of microdroplet generation from vacuum arcs on graphite cathodes. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 13(5):2444–2450, 1995.
- [119] M. Kandah und J.-L. Meunier. Erosion study on graphite cathodes using pulsed vacuum arcs. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, PS-24(2):523–527, 1996.
- [120] M. Kandah und J.-L. Meunier. Vacuum arc cathode spot movement on various kinds of graphite cathodes. *Plasma Sources Science and Technology*, 5(3):349–355, 1996.
- [121] J. P. Kauer. Single-mode Rayleigh-Taylor growth-rate measurements on the OMEGA laser systems. *Physics of Plasmas*, 7:338–345, 2000.
- [122] I. G. Kesaev. *Cathode Processes in the Mercury Arc*. Consultants Bureau, New York, 1964.
- [123] I. G. Kesaev. *Kathodenprozesse in Elektrischen Bögen*. Verlag Nauka, Moskau, 1968.

- [124] C. W. Kimblin. Erosion and ionisation in the cathode spot regions of vacuum arcs. *J. Appl. Phys.*, 44:3074–3081, 1973.
- [125] C. W. Kimblin. Cathode spot erosion and ionization phenomena in the transition from vacuum to atmospheric pressure arcs. *J. Appl. Phys.*, 45:5235–5244, 1974.
- [126] A. Klajn. Switching vacuum arc in a pulsed transverse magnetic field. In *Proceedings XVIIIth ISDEIV*, volume 2, pages 496–499, Eindhoven (Netherlands), 1998. Int. Symp. on Disch. and Elec. Ins. in Vacuum.
- [127] A. Klajn. Switching vacuum arc in a pulsed transverse magnetic field. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 27(4):977–983, 1999.
- [128] I. Kleberg. Brennfleckphänomene auf Graphitmaterialien. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, 1997.
- [129] T. Klein, J. Paulini und G. Simon. Time-resolved description of cathode spot development in vacuum arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 27:1914–1921, 1994.
- [130] I. A. Krinberg und M. P. Lukovnikova. Estimating cathodic plasma jet parameters from the vacuum arc charge state distribution. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 28:711–715, 1995.
- [131] J. Kutzner und H. C. Miller. Integrated ion flux emitted from from the cathode spot region of a diffuse vacuum arc. *J. Appl. Phys.*, 25:686–693, 1992.
- [132] T. J. Lewis und P. E. Secker. Influence of the cathode surface on arc velocity. *J. Appl. Phys.*, 32(1):54–64, 1961.
- [133] M. Lindmayer, C. Rusteberg und A. Klajn. Measurement of the plasma parameters of high current arcs in vacuum. In *Proc. 7th Int. Conf. on Switching Arc Phenomena*, Lodz (Poland), 1993.
- [134] E. A. Litvinov und G. A. Mesyats. Explosive electron emission of the vacuum arc cathode spot. In *Proceedings XIIIth ISDEIV*, pages 148–151, Paris (France), 1988. Int. Symp. on Disch. and Elec. Ins. in Vacuum.

- [135] E. A. Litvinov, G. A. Mesyats und D. I. Proskurovsky. Avtoemissionije y vsijrvoemissionije prozessy pry vakuumnikh rasriadakh. *Uspekhi Fizicheskii Nauk*, 139(2):265–302, 1983. in Russian.
- [136] E. A. Litvinov, A. G. Parfyonov und D. L. Shmelev. Nonstationary model of the cathode and near cathode processes in a vacuum arc. In *Proceedings XVth ISDEIV*, pages 326–330, Darmstadt (Germany), 1992.
- [137] A. A. Logatshev, V. P. Afanasnev, S. M. Shkolnik, H. Pursch und B. Jüttner. The behaviour of vacuum arc discharges at hydrogen impregnated cathodes. In *Proc. XVIIIth ISDEIV*, volume 1, pages 288–291, Eindhoven (Netherlands), 1998. ISDEIV.
- [138] A. A. Logatshev und S. M. Shkolnik. Vakuumbogenentladungen mit gashaltigen Kathoden. *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, 20:53–57, 1994.
- [139] R. L. Longini. Motion of low pressure arc cathode spots in magnetic fields. *Physical Review*, 72:184, 1947.
- [140] R. L. Longini. A note concerning the motion of arc cathode spots in magnetic fields. *Physical Review*, 71:642–643, 1947.
- [141] G. A. Lyubimov. Mechanism of acceleration of cathodic vapor jets. *Sov. Phys. Dokl.*, 20(12):830–832, 1975.
- [142] G. A. Lyubimov. Dynamics of cathode vapor jets. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 22(2):173–177, 1977.
- [143] G. A. Lyubimov und V. I. Rakhovsky. The cathode spot of a vacuum arc. *Sov. Phys. Usp.*, 21:693–718, 1978.
- [144] R.-P. Mayer. Optische Untersuchungen von Kathodenbrennfleckplasmen. Diplomarbeit, Humboldt-Universität, Berlin, 1996.
- [145] D. Mende und G. Simon. *Physik: Gleichungen und Tabellen*. VEB Fachbuchverlag, Leipzig, 1985.
- [146] G. A. Mesyats. The role of fast processes in vacuum breakdowns. In *Proc. 10th Int. conf. Phenomena Ionized Gases*, pages 333–363, Oxford, U.K., 1971.

- [147] G. A. Mesyats. The cathode spot of a vacuum arc as an ecton process. draft, Institute of Electrophysics, Russian Academy of Science , Ekaterinburg, Russia, 1989.
- [148] G. A. Mesyats. Ecton or electron avalanche from metal. *Uspekhi Fizicheskii Nauk*, 38(6):567–590, 1995.
- [149] G. A. Mesyats und D. I. Proskurovsky. *Impulsnyi elektricheskii rasriad v vakuumnie*. Nauka, Novosibirsk, 1984. in Russian, see [150].
- [150] G. A. Mesyats und D. I. Proskurovsky. *Pulsed Electrical Discharge in Vacuum*. Springer-Verlag, Heidelberg, 1989. Translation of [149].
- [151] G.A. Mesyats. Ecton mechanism of the vacuum arc cathode spot. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 23(6):879–883, 1995.
- [152] G.A. Mesyats. Ecton processes at the cathode in a vacuum discharge. In *Proceedings XVIIth ISDEIV*, volume 2, pages 720–731, Berkeley (USA), 1996.
- [153] J. L. Meunier und M. G. Drouet. Bouncing expansion of the cathode plasma in vacuum along the transverse applied B field. In *Proc. Xth ISDEIV*, pages 200–204, Columbia (USA), 1982.
- [154] C. G. Miller und N. L. Sanders. Motion of the arc cathode spot in a magnetic field. *Physical Review*, 93(3):654–654, 1954.
- [155] N. Minorsky. La rotation de l’arc electrique dans un champ magnétique radial. *J. Phys. Rad.*, 9:127–136, 1928.
- [156] B. Ya. Moizhes und V. A. Nemchinskii. Erosion and cathode jets in a vacuum arc. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 25:43–48, 1980.
- [157] B. Ya. Moizhes und V. A. Nemchinsky. On the theory of the retrograde motion of a vacuum arc. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 24(11):2014–2019, 1991.
- [158] Osami Morimiya, Shigeo Sohma, Tohru Sugawara und Hikohiro Mizutani. High current vacuum arcs stabilized by axial magnetic fields. *IEEE Trans. Power App. Syst.*, 93:1723–1732, 1974.

- [159] A. A. Mourzakaev und N. B. Volkov. The size of the emitting region and the current density at the cathode. In *Proc. XVIIIth ISDEIV*, volume 1, pages 302–305, Eindhoven (Netherlands), 1998.
- [160] D. Nandelstädt, J. Luhmann, B. Michelt und J. Mentel. Investigation of the attachment of an argon arc to a thermionic tungsten cathode. In G. Babucke, editor, *8th International Symposium on the Science and Technology of Light Sources*, pages 354–355, Greifswald, 1998.
- [161] E. Oks, A. Anders, I. Brown, M. Dickinson und R. MacGill. Influence of a strong pulsed magnetic field on the charge state distribution of ions in a vacuum arc plasma. In *Proceedings XVIIth ISDEIV*, volume 1, pages 137–140, Berkeley (USA), 1996.
- [162] E. M. Oks, I. G. Brown, M. R. Dickinson, R. A. MacGill, H. Emig, P. Spädtke und B. H. Wolf. Elevated ion charge states in vacuum arc plasmas in a magnetic field. *Appl. Phys. Lett.*, 67(2):200–202, 1995.
- [163] O. V. Oleshuk, A. F. Bretskih und V. I. Sysun. The motion of cathode spot in self magnetic field of high current arc discharge. In *Proc. XVIIIth ISDEIV*, volume 1, pages 318–320, Eindhoven (Netherlands), 1998.
- [164] J. Paulini, T. Klein und G. Simon. Thermo-field emission and the Nottingham effect. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 26:1310–1315, 1993.
- [165] PCO Computer Optics GmbH. *Allgemeine Technische Unterlagen zu PCO-Digitalkameras*, 1997.
- [166] PCO Computer Optics GmbH. *Datenblatt PCO SensiCam Fast Shutter*, 1997.
- [167] N. E. Perskii. Computer analysis of the vacuum discharge cathode area evolution. In *Proceedings XVth ISDEIV*, pages 348–350, Darmstadt (Germany), 1992.
- [168] N. E. Perskii, V. I. Sysun und Y. D. Khromoi. Magnetic field dependence of the current through multiple spots on a molybdenum cathode. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 30:1358–1359, 1985.

- [169] N. E. Perskii, V. I. Sysun und Y. D. Khromoi. Dynamics of vacuum-discharge cathode spots. *Teplofizika Visokikh Temperatur*, 27(6):1060–1067, 1989. in russian.
- [170] N. E. Perskii, V. I. Sysun und Y. D. Khromoi. Dynamics of vacuum-discharge cathode spots. *High Temp.*, 27:832–839, 1989. transl. from TVT 27(1989).
- [171] A. A. Plyutto, V. N. Ryzshkov und A. T. Kapin. High speed plasma streams in vacuum arcs. *Sov. Phys. JETP*, 20(2):328–337, 1965.
- [172] S. A. Popov, D. I. Proskurovsky und A. V. Batrakov. Investigation of the velocity distribution of the droplets emitted by liquid-metal explosive-emission cathodes. In *Proc. XVIIIth ISDEIV*, volume 1, pages 116–119, Eindhoven (Netherlands), 1998.
- [173] D. R. Porto, C. W. Kimblin und D. T. Tuma. Experimental observation of cathode spot surface phenomena in the transition region from a metal vapor arc to a nitrogen arc. *J. Appl. Phys.*, 53:4740–4749, 1982.
- [174] J. Prock. Solidification of hot craters on the cathode of vacuum arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 19(10):1917–1924, 1986.
- [175] J. Prock. Time-dependent description of cathode crater formation in vacuum arcs. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 14:482–491, 1986.
- [176] V. F. Puchkarev und A. M. Murzakayev. Estimating the electron temperature from fluctuations in a vacuum arc plasma: cathode spot operation on a contaminated surface. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 24(5):685–692, 1991.
- [177] Questar Corporation. *Specification Sheet*, 1996.
- [178] V. I. Rakhovsky. Experimental study of the dynamics of cathode spots development. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 4(2):81–102, 1976.
- [179] M. P. Reece. A review of the development of the vacuum interrupter. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A-275:121–129, 1973.
- [180] B. Rethfeld, J. Wendelstorf, T. Klein und G. Simon. A self-consistent model for the cathode fall region of an electric arc. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29(1):121–128, 1996.

- [181] A. E. Robson. The motion of an arc in a magnetic field. In *Proc. of the 4th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases*, volume 1, pages 346–349, Uppsala, 1959. Atomic Energy Research Establishment.
- [182] A. E. Robson. The motion of a low-pressure arc in a strong magnetic field. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 11:1917–1923, 1978.
- [183] A. E. Robson und A. von Engel. Origin of retrograde motion of arc cathode spots. *Physical Review*, 93(5):1121–1122, 1954.
- [184] A. E. Robson und A. von Engel. Motion of a short arc in a magnetic field. *Physical Review*, 104(1):15–16, 1956.
- [185] W. C. Roman. Some observations on the forward and retrograde motion of electric arcs in transverse magnetic field. In *Proc. 6th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases*, volume 2, pages 287–294, Paris (France), 1963.
- [186] M. N. Rosenbluth und C. L. Longmire. Stability of plasmas confined by magnetic fields. *Annals of Physics*, 1:120–140, 1957.
- [187] J. Rothstein. Holes and retrograde arc spot motion in a magnetic field. *Physical Review*, 78:331, 1950.
- [188] C. Rusteberg, M. Lindmayer, B. Jüttner und H. Pursch. On the ion potential distribution of high current arcs in vacuum. In *Proc. XVIth ISDEIV*, Int. Symp. on Disch. and Elec. Ins. in Vacuum, Moscow (Russia), 1994. Int. Symp. on Disch. and Elec. Ins. in Vacuum.
- [189] C. Rusteberg, M. Lindmayer, B. Jüttner und H. Pursch. On the ion energy distribution of high current arcs in vacuum. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 23(6):909–914, 1995.
- [190] L. P. Sablev, Ju. I. Dolotov, L. I. Getman, V. N. Gorbunov, E. G. Goldiner, K. T. Kirshfeld und V. V. Usov. Apparatus for vacuum-evaporation of metals under the action of an electric arc. US patent 3783231, 1974.
- [191] L. P. Sablev und R. I. Stupak. Consumable cathode for electric-arc metal vaporizer. US patent 4563262, 1986.

- [192] Yu. V. Sanochkin. Velocity of retrograde spot motion and thermocapillary convection during local heating of a liquid surface. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 30:1052–1056, 1985.
- [193] R. Schmoll. Analysis of the interaction of cathode microprotrusions with low-temperature plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 31(15):1841–1851, 1998.
- [194] H. O. Schrade. Arc cathode spots: Their mechanism and motion. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 17(5):635–637, 1989.
- [195] H. O. Schrade, M. Auweter-Ming und H. L. Kurtz. Explanation of arc spot motion by means of MPD-forces. In *Proc. Xth ISDEIV*, pages 116–122, Columbia (USA), 1982.
- [196] T. Schülke. *Kathodenprozesse des Vakuumbogens*. Dissertation, Techn. Univ. Dresden, Dresden, 1996.
- [197] S. Seidel und K. Stefaniak. Retrograde motion of the electric arc in vacuum and its mechanism on the solid electrodes. In *Proc. Vth ISDEIV*, pages 237–247, Poznan (Poland), 1972.
- [198] S. K. Sethuraman und M. R. Barrault. Study of the motion of vacuum arcs in high magnetic fields. *J. Nucl. Mat.*, 93–94:791–798, 1980.
- [199] S. K. Sethuraman, P. A. Chatterton und M. R. Barrault. A study of the erosion rate of vacuum arcs in a transverse magnetic field. *J. Nucl. Mat.*, 111/112:510–516, 1982.
- [200] J. C. Sherman, R. Webster, J. E. Jenkins und R. Holmes. Cathode spot motion in high-current vacuum arcs on copper electrodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 8(6):696–702, 1975.
- [201] D. L. Shmelev und E. A. Litvinov. The computer simulation of the vacuum arc emission center. In *Proc. XVIIth ISDEIV*, volume 2, pages 783–787, Berkeley (USA), 1996.
- [202] D. L. Shmelev und E. A. Litvinov. The computer simulation of the vacuum arc emission center. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 25(4):533–537, 1997.

- [203] D. L. Shmelev und E. A. Litvinov. Computer simulation of ecton in vacuum arc. In *Proc. XVIIIth ISDEIV*, volume 1, pages 73–75, Eindhoven (Netherlands), 1998.
- [204] D. L. Shmelev und E. A. Litvinov. Computer simulation of ecton in a vacuum arc. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 6(4):441–444, 1999.
- [205] P. Siemroth, T. Schülke und T. Witke. Microscopic high speed investigations of vacuum arc cathode spots. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 23(6):919–925, 1995.
- [206] P. Siemroth, T. Schülke und T. Witke. Investigations of cathode spots and plasma formation of vacuum arcs by high speed microscopy and spectrography. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 25(4):571–570, 1997.
- [207] P. Siemroth, T. Schülke, T. Witke und N. Rackwitz. Investigations of cathode spots and plasma formation of vacuum arcs by high speed microscopy and spectrography. In *Proc. XVIIth ISDEIV*, volume 1, pages 226–230, Berkeley (USA), 1996.
- [208] S. W. Simpson. Linearized treatment of electrode arc spot motion in a magnetic field. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 27(3):547–554, 1994.
- [209] G. R. Sims. *Charge Transfer Devices in Spectroscopy*, chapter Principles of Charge-Transfer Devices, pages 9–58. VCH Publishers Inc., New York, 1994.
- [210] C. G. Smith. The mercury arc cathode. *Physical Review*, 62:48–54, 1942. see Erratum [211].
- [211] C. G. Smith. Erratum: The mercury arc cathode. *Physical Review*, 64(1–2):40–40, 1943.
- [212] C. G. Smith. Cathode dark space and negative glow of a mercury arc. *Physical Review*, 69(3–4):96–100, 1946.
- [213] C. G. Smith. Arc motion reversal in transverse magnetic field by heating cathode. *Physical Review*, 73(8):543–543, 1948.
- [214] C. G. Smith. Motion of an anchored arc impelled by a magnetic field. *Physical Review*, 82(4):570–570, 1951.

- [215] C. G. Smith. New cold electric arc. *Physical Review*, 83(1):194–194, 1951.
- [216] C. G. Smith. Retrograde arc motion of supersonic speed. *Physical Review*, 84(5):1075–1075, 1951.
- [217] C. G. Smith. Motion of an arc in a magnetic field. *J. Appl. Phys.*, 28(11):1328–1331, 1957.
- [218] J. Stark. Induktionserscheinungen am Quecksilberlichtbogen im Magnetfeld. *Physikalische Zeitschrift*, 4:440–443, 1903.
- [219] M. Stetter, P. Felsner, J. Christiansen, K. Frank, A. Görtler, G. Hintz, T. Mehr, R. Stark und R. Tkotz. Investigation of the different discharge mechanisms in pseudospark discharges. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 23(3):283–293, 1995.
- [220] L. Strüder und C. von Zanthier. Elektronische Bildwandlung. *Phys. Bl.*, 54(6):519, June 1998.
- [221] P. D. Swift. Macroparticles in films deposited by steered cathodic arc. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29(7):2025–2031, 1996.
- [222] P. D. Swift, D. R. McKenzie, I. S. Falconer und P. J. Martin. Cathode spot phenomena in titanium vacuum arcs. *J. Appl. Phys.*, 66:505–512, 1989.
- [223] R. N. Szenté, R. J. Munz und M. G. Drouet. Arc velocity and cathode erosion rate in a magnetically driven arc burning in nitrogen. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 21(6):909–913, 1988.
- [224] R. N. Szenté, R. J. Munz und M. G. Drouet. The influence of the cathode surface on the movement of magnetically driven electric arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 23(9):1193–1200, 1990.
- [225] Y. Talmi. *Charge Transfer Devices in Spectroscopy*, chapter Intensified Array Detectors, pages 133–196. VCH Publishers Inc., New York, 1994.
- [226] R. Tanberg. On the cathode of an arc drawn in vacuum. *Physical Review*, 35:1080–1089, 1930.

- [227] A. Tavakoli, L. Hadzievski und D. D. Tskhakaya. Rayleigh-Taylor instability of magnetized density transition layer. *Physics of Plasmas*, 7(1):89–93, 2000.
- [228] L. Tonks. A theory of liquid surface rupture by a uniform electric field. *Physical Review*, 48:562–568, 1935.
- [229] A. L. Tseskis. Theory of the cathode spot in an external magnetic field. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 23:602–604, 1978.
- [230] P. Uphoff. *Untersuchungen über die Erscheinungsformen von Vakuumbögen unter Magnetfeldeinfluß*. PhD thesis, Technische Universität Carolo-Wilhemina, Braunschweig, 1988.
- [231] J. Urban, Ch. Bickes, K. Frank, U. Prucker, M. Schlaug und D. H. H. Hoffmann. The borehole phase of the pseudospark discharge — A transition between hollow cathode and high current phase. In *Proc. 18th ISDEIV*, volume 1, pages 402–405, Eindhoven, 1998.
- [232] T. Utsumi und J. H. English. Study of electrode products emitted by vacuum arcs in form of molten metal particles. *J. Appl. Phys.*, 46(1):126–131, 1975.
- [233] M. v. Ardenne. *Tabellen zur Physik*, volume III. Akademie-Verlag, Berlin, 1981.
- [234] N. Vogel. The cathode spot plasma in low-current air and vacuum break arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 26:1655–1661, 1993.
- [235] N. Vogel und B. Jüttner. Measurements of the current density in arc cathode spots from the Zeeman splitting of emission lines. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 24(6):922–927, 1991.
- [236] N. Vogel und V. Skvortsov. Plasma parameters within the cathode spot of laser-induced vacuum arcs: experimental and theoretical investigations. In *Proceedings XVIIth ISDEIV*, volume 1, pages 89–98, Berkeley (USA), 1996.
- [237] H. Völz. *Elektronik*. Akademie-Verlag, Berlin, 1986.
- [238] A. A. Ware. Galvanometric and thermomagnetic effects in a plasma. *Proc. Phys. Soc. (London)*, 67(A):869–880, 1954.

- [239] E. Weintraub. Investigation of the arc in metallic vapours in an exhausted space. *Phil. Mag. J*, 7:95–124, 1904.
- [240] C. Wieckert. The expansion of the cathode spot plasma in vacuum arc discharges. *Phys. Fluids*, 30(6):1810–1813, 1987.
- [241] H. Wroe. The magnetic stabilization of low pressure d.c. arcs. *Brit. J. Appl. Phys.*, 9:488–491, 1958.
- [242] Sakae Yamamura. Immobility phenomena and reverse driving phenomena of the electric arc. *J. Appl. Phys.*, 21:193–196, 1950.
- [243] Dino Zei und J. G. Winans. Motion of high speed arc spots in magnetic fields. *J. Appl. Phys.*, 30(11):1814–1819, 1959.
- [244] M. P. Zektser und G. A. Lyubimov. Fast plasma jets from the cathode spot in a vacuum arc. *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, 49:3–11, 1979.
- [245] M. P. Zektser und G. A. Lyubimov. Fast plasma jets from the cathode spot in a vacuum arc. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 24(1):1–5, 1979. translation from [\[244\]](#).
- [246] Ya. B. Zeldovich und Yu. P. Raizer. *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Nauka, Moscow, 1966. in Russian.

Anhang A

Tabellen

	Cu	Ta	Mo
Austrittsarbeit [eV]	4.5	4.1	4.2
Festkörperdichte bei 20°C [kg/m ³]	8.96×10^3	1.66×10^4	1.02×10^4
Schmelztemperatur [K]	1356	3269	2890
Siedetemperatur [K]	2840	5698	4885
Sprödigkeitstemperatur [K]		2470	1970
höchste Temperatur im Versuch [K]	300	2100	1650
spezifischer elektrischer Widerstand [Ω m]	1.70×10^{-8}	1.35×10^{-7}	5.70×10^{-8}
latente Schmelzwärme [J kg ⁻¹]	2.05×10^5	1.74×10^5	2.90×10^5
latente Verdampfungs- wärme [J kg ⁻¹]	4.80×10^6	4.16×10^6	6.15×10^6
spezifische Wärme [J kg ⁻¹ K ⁻¹]	385	140	251
Wärmeleitfähigkeit [W m ⁻¹ K ⁻¹]	401	57.5	138

Tabelle A.1: Kathodenmaterialien: Werte, wenn nicht anders angegeben, bei 293 K und Normaldruck [53, 69, 70, 78, 145, 233]

Aufbau	A		B			C
Kathodenmaterial	Cu	Mo	Ta			Cu
Anodenmaterial	Cu	Mo	Ta	Ta		Cu
Kathoden- Anoden- Abstand [mm]	0,1...0,3	8...10	2...10	1...4		0,5...2
Zündprinzip	DS	TP	TP/DS			DS
Kathodenmaße	Spitze		plane Kathode			
Höhe [μm]		50	50	50	50	500
Breite [mm]	0,75	10	12	6	6	12
Länge [mm]	5	100	150	50	8	40
untersuchter Temperaturbe- reich [K]	300	300...1650	300...2100			300
Axialfeld B_{\parallel} [mT]	100...500		255			0
Transversalfeld B_{\perp} [mT]	100...500		255			410
Bogenstrom I_{arc} [A]	2...70		4...40			20...100
Druck p [Pa]	10^{-6}	10^{-6}		10^{-5}		
Zündspannung [kV]	10	6...12	8...15			5...12
Entladungsdauer [μs]	2000		650			170...800

Tabelle A.2: Übersicht der Versuchsbedingungen. Abkürzungen: DS Durchschlag, TP Triggerplasma

Aufbau	Kamera	Objektiv	räumliche Auflösung	zeitliche
A	Imacon	QM100	2 μm /Pixel	10 ns...1 ms
B	PCO	Zeiss	27 μm /Pixel	6 ms
C	Imacon	Nikon	100 μm /Pixel	10 ns...1 ms
C	Imacon	QM100	5 μm /Pixel	10 ns...1 ms

Tabelle A.3: Übersicht Auflösungsvermögen

ABB	Asea Brown Boveri
ASDEX	Axialsymmetrisches Divertorexperiment
BF	Brennfleck
CCD	Charge Coupled Device
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DPG	Deutsche Physikalische Gesellschaft
EBI	Equivalent Background Illumination
EEC	Explosion of a electric conductor
EEE	Explosive Electron Emission
ESM	Electron Scanning Microscope
FWHM	Breite der Kurve bei 50% des Maximalwertes
ICCD	intensified CCD
IDL	Interactive Data Language, Programmiersprache von der Firma Creaso
IEEE	Institute of Electrical and Electronics Engineers
INP	Institut für Niedertemperatur-Plasmaphysik Greifswald
INTAS	International Association for the Promotion of Cooperation with Scientists from the New Independent States of the Former Soviet Union
ISDEIV	International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum
IPP	Max-Planck-Institut für Plasma-Physik
MCP	Multichannelplate
MIF	Metall-Interferenzfilter
NIR	nahes Infrarot
PCO	PCO Computer Optics, Firmenname
QE	Quanteneffizienz
RM	retrograde Bewegung
TFE	Thermo-Feldemission
UHV	Ultrahochvakuum
UV	Ultraviolett
VIS	sichtbarer Spektralbereich

Tabelle A.4: Liste der verwendeten Abkürzungen

Index

- Abbildungsfehler, 55, 67
- Abklingzeit, 52
- Absorption, 65
- Alignment, 20, 22, 105, 106, 134, 143
- Alignmentprobleme, 57
- Aluminium, 12, 13, 15
- Anordnung entlang Feldlinien, *siehe* Alignment
- Anwachsrate, 143
- Apertur, 54
- Argon, 13, 131
- Asymmetrie, 22, 30, 83, 84, 131, 136, 140
- Aufheizrate, 32
- Aufleuchten, 140
- Auflösung, 55, 57
- Auflösungsgrenze, 70
- Auflösungsvermögen, 171
- Ausheizen, 38
- Ausleserauschen, 73
- Ausrichtung, *siehe* Alignment
- Austasten, 48
- Austrittsarbeit, 48, 170
- Belichtungsregime, 55
- Belichtungszeit, 55, 92
- Beugungsbegrenzung, 70
- Beugungsgrenze, 54
- Bewegung
 - mikroskopische, 98
 - zufällige, 85, 134, 139
- Bewegungsumkehr, 11, 13, 131, 133
 - Gasdruck, 11
 - Magnetfeld, 13
 - Stromnull, 20, 143
 - Temperatur, 13
 - Verlöschen, 106
- Bildverstärker, 63, 74
 - Nahfokus-, 46
- Bildverstärkung, 46
- Blei, 22
- Blooming, 72
- Bogen, 24
- Bogenformieren, 38
- Bogenstrom, 11, 22
- Brennfleck, 82, 85, 90, 98, 111, 128, 129, 134, 139
 - Krater, 22
 - bahnen, 82
 - bewegung, 135
 - geschwindigkeit, 8, 9, 18
 - gruppen, 17
 - hierarchie, 128, 130
 - spur, 99, 116
 - Strom pro, 78
- Brennweite, 54, 57
- Cadmium, 12
- Caissegrain-Prinzip, 54
- CCD
 - Farbkamera, 55

- Kamera, 57, 63
- Matrix, 46, 52
 - Auslesen, 52
- Debye-Länge, 27
- Diffusion, 18
 - thermische, 18
- Digitalisierungsrate, 54
- Doppelspule, 39
- Dreichip-Kamera, 57
- Drift, 15
- Driftwinkel, 15, 107, 108, 115–120, 130, 137
 - Gesamt-, 114
- Droplet, 8, 24, 25, 138
 - emission, 24
- Druck, 13, 38, 41
 - kritischer, 11–13
- Druckerhöhung, 13
- Dunkelladung, 73
- Dunkelrauschen, 74
- Durchschlagszündung, 43, 44
- Ecton, 31, 32
- EEE, 32
- Eigenmagnetfeld, 11, 30, 129, 131
- Eingangsoptik, 63
- Einschluß, 14, 30
- Einzelschritt, 134
- Eisen, 12
- elektrisches Feld
 - Störungen durch, 35
- Elektrodenabstand, 29, 38, 44
- Elektronen
 - hochenergetische, 28
- Elektronenlawine, 52
- Elektronenmikroskopische Aufnahmen, 107
- Elektronenrückstrom, 28
- Elektronenrelaxationszone, 26
- Elementarschritt, 18, 79, 121, 126
- Elementarschrittweite, 134
- Elementarwinkel, 113, 114, 123–126, 134, 136
- Elongation, 78, 128, 130, 139
- Emissions-
 - zentrum, 24
- Empfindlichkeit
 - Kamera-, 65
 - spektrale, 48
- Energie
 - spezifische, 34
- Entladungsdauer, 38
- Erosionsrate, 8
- Expansion, 30
- Expansionsgeschwindigkeit, 34
- Expansionszone, 26
- Explosion, 32
- explosive electron emission, 32
- Filter, 57, 65, 66
 - Kanten-, 57
 - Metall-Interferenz, 57
- Fragment, 17, 22, 24, 32, 35, 68, 77, 87, 128–130, 139
 - abstand, 78
 - anzahl, 78
 - ausrichtung, 78
 - bewegung, 78, 130, 134
 - dynamik, 90, 135, 143
 - elongation, 78, 80
 - teilung, 78, 79
- Einzel-, 78
- Frame-Transfer-CCD, 73
- Funkenstrecke, 42
- Gasdruck, 131

- Gating, 48
- Geometriefehler, 67
- Gesamtdriftwinkel, 114
- Gesamtstrecke, 126
- Geschwindigkeit
 - der Jets, 103
 - Expansions-, 34
 - makroskopische, 18
 - Messung der, 61
 - retrograde, 22, 90, 140
 - Sättigungs-, 18, 22
- Glasfenster, 66, 67
- Graphit, 11, 12, 136, 137
- group spot, 17
- Häufigkeit, 113
- Häufigkeitsverteilung, 115
- Heizung, 26
- Hierarchie, 17, 128
- Hochgeschwindigkeits
 - aufnahmen, 107, 111
 - kamera, 55, 57, 63
- Hochstrombogen, 4, 17, 20
- ICCD, 46, 64
- IDL, 115
- Imacon, 52, 54, 63, 85, 86, 171
- instabil, 14, 15
- Interframezeit, 57
- Interline-Transfer-CCD, 73
- Ion-Feedback, 74
- Ionengerätspumpe, 42
- Ionenheizung, 35
- Ionisierung, 14
- Iris-Effekt, 71
- Jet, 35, 93, 97, 98, 101, 103, 130, 134, 138
- Jetgeschwindigkeit, 101
- Joule-Heizung, 34, 36
- Kanal, 85, 90, 111
- Kante 1, 93, 99, 139
- Kante 2, 93, 99–101, 139
- Kantenfilter, 66
- Kathode
 - heiße, 57, 82, 84, 131
 - heizbare, 41
 - oxydierte, 9, 13
 - Ring-, 15
- Kathodenfall, 5, 8, 9
- Kathodenmaterial, 22, 170
- Kathodentemperatur, 13
- Koma, 54, 69
- Konfigurationseffekt, 20, 22
- Kontaminierung, 29
- Kontinuumstrahlung, 65
- Kontraktion, 4
- Krater, 8, 22–24, 27, 35, 36, 84, 85, 98, 99, 138
 - durchmesser, 9, 18
 - größe, 24
- Kupfer, 12, 13, 18, 20–23, 25, 34, 38, 43, 76, 77, 87, 91, 92, 94–97, 99–105, 107, 108, 112, 140, 170
- large area spot, 17
- Lebensdauer, 32, 61, 68
- Leuchtschirm, 46, 52
- Linienstrahlung, 65
- Macrospot, 17
- Magnetfeld
 - axiales, 14, 15, 24, 43, 116, 126, 134
 - der Spule, 39
 - dynamisch erzeugtes, 76

- Eigen-, 11, 30
- transversales, 11, 18, 22, 43, 141
- Makropartikel, *siehe* Droplet
- Material, 5
- Materialabhängigkeit, 18
- Maximumfeldregel, 11, 15
- MCP, *siehe* Mehrkanalplatte
- Mehrfachbelichtung, 85, 111
- Mehrkanalplatte, 46, 48, 51, 52
- Microspot, 17
- MIF, 57
- Mikrospitze, 31, 35, 36
- Molybdän, 12, 18, 20, 34, 41, 82–84, 111, 130, 136, 137, 170
- Multichannel Plate, *siehe* Mehrkanalplatte
- Neuzündung, 97, 140
- Nickel, 12
- numerische Apertur, 54
- Oberfläche, 9, 13, 18, 24, 82, 131, 133
 - oxydierte, 8
- Oberflächenkontamination, 18
- Oberflächenzustand, 5
- Open-Shutter, 57
- Open-Shutter-Aufnahmen, 84, 107
- Oxid, 13
- Oxidschicht, 26
- Permanentmagnet, 43
- Pferd, 63
- Phosphor, 52
- Photoelektron, 48
- Photokathode, 46, 48
- Photonen-Schrot-Rauschen, 73
- Plasma
 - druck, 30
 - expansion, 29, 30, 90, 143
 - asymmetrische, 83, 84
 - kante, *siehe* Kante 1 und 2, 83, 84, 90, 93, 95, 99, 101, 106, 139
 - geteilte, 93
 - makroskopische, 90, 93, 94
 - säule, 10, 13, 24, 28
 - struktur, 90, 93
- Prinzipschaltbild, 39
- Pyrometer, 43
- QM100, 54, 69, 171
- Quanteneffizienz, 48
- Quarz, 48
- Quarzglas, 65, 67
- Quecksilber, 11–13, 15, 20, 35, 131
- Rasotherm, 66
- Raumladungsschicht, 27
- Raumladungseffekte, 26
- Raumladungszone, 4
- Rauschen, 54, 73
- Reduziereinheit, 46, 52
- RGB-Tripel, 55
- Richardson-Gleichung, 33, 131
- Righi-Leduc-Effekt, 26
- Ringspule, 41
- Robson-Drift, 15, 82, 83, 108, 113, 114, 126, 131, 134, 140, 142
- Sättigung, 18, 22
- Säulenplasma, 4, 5
- Saphirfenster, 65–67
- Schmelze, 22, 27, 35, 138
- Schmelztemperatur, 33, 170
- Schritt
 - retrograder, 85, 90, 91, 111, 130
 - Zeit für retrograden, 87

- Schrittlänge, 107, 109–111, 113
 Schrittweite, 27, 126, 133, 134, 136, 140
 Shunt, 39
 Shuttermodus, 58–61
 Siedetemperatur, 170
 Silber, 12
 small area spot, 17
 Smear, 73
 Spalt, 58, 61
 Spektralbereich, 65
 Spur, 84, 114, 134
 Spurlänge, 113
 Streak, 81, 90, 101–103
 Streakkamera, 46, 58, 61, 63
 Streakmodus, 58–60
 Strom
 kritischer, 144
 pro Brennfleck, 9, 17, 128
 pro Fragment, 17
 pro Zelle, 129
 Stromerhöhung, 17
 Sublimationsenergie, 34
 Subspot, 17
 Substruktur, 17, 68, 87, 128–130
 der Brennflecke, 76
 Sweeptime, 58, 63
 Tantal, 13, 41, 82–85, 99, 107–111, 115, 117–125, 130–133, 136, 137, 170
 Taper, 52
 Teilstrecken, 126
 Teilung, 17, 21, 79
 Temperatur
 kritische, 34
 schwarze, 43
 wahre, 43
 Temperaturgradient, 26
 Thermo-Feldemission, 24, 33, 36, 43
 Thermoemission, 13, 33, 131, 133
 Titan, 15, 22
 Tokamak, 15
 Transmission, 48, 50, 52, 66
 Transversalfeld, 13
 Trigger, 42
 Triggerkreis, 43
 Triggerplasma, 42
 Triggerung
 Kamera-, 43, 44
 Turbomolekularpumpe, 42
 Typ I, 8, 17, 18, 26, 35, 36, 133, 136
 Typ II, 8, 17, 18, 133, 136
 Umgebungsgas, 13, 29
 Umkehrpunkt, 14
 Unterstruktur, *siehe* Substruktur
 Vakuum, 9
 Vakuumbogen, 4
 Verdampfung, 31
 Vergrößerung, 54
 Verlöschen, 104
 Verstärkung, 51, 63
 Verteilung, 113
 gewichtete, 115
 Vierfachbelichtung, 86, 96, 97, 99, 111
 Vignettierung, 69
 Vlasov-Gleichung, 30
 Wirkung
 spezifische, 34
 Wolfram, 12, 15, 34

Zeitauflösung, 58, 171
Zellbewegung, 130
Zelle, 87, 128–130, 139
Zink, 22
Zinn, 12, 22
Zufallsbewegung, 14, 15, 18, 68, 79
Zwischenbild, 63
Zylinderspule, 39, 41

Publikationen

- [1] B. Jüttner and I. Kleberg. Mikroskopische Eigenschaften der Brennfleckbewegung bei externem Magnetfeld. *Frühjahrstagung der DPG*, Poster, Heidelberg, 1999
- [2] B. Jüttner and I. Kleberg. Schrittweisen der Brennfleckbewegung im externen Magnetfeld. *Frühjahrstagung der DPG*, Vortrag, Bonn, 2000
- [3] B. Jüttner and I. Kleberg. Plasma jets as the cause of the retrograde motion of arc cathode spots in vacuum. In *Proc. XIII Int. Conf. on Gas Discharges*, volume 1, pages 210–213, Glasgow (UK), 2000.
- [4] B. Jüttner and I. Kleberg. Retrograde arc spot motion in vacuum. In *Proc. XIX ISDEIV*, volume 1, pages 188–191, Xian (China), Sep 2000.
- [5] B. Jüttner and I. Kleberg. The retrograde motion of arc cathode spots in vacuum. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 33:2025–2036, 2000.

Lebenslauf

Name: INGMAR KLEBERG
geboren am 12. Oktober 1971
in Berlin
Nationalität: deutsch

09/1988 – 07/1990 Abitur an der Spezialschule für Mathematik und Physik der Humboldt-Universität zu Berlin

09/1990 – 08/1991 Zivildienst bei der Volkssolidarität Köpenick

10/1991 – 01/1997 Physikstudium an der Humboldt-Universität zu Berlin

02/1996 – 01/1997 Diplomarbeit “Brennfleckphänomene auf Graphitmaterialien”, betreut von Prof. G. Fußmann und Prof. B. Jüttner

07/1997 – 08/2000 Doktorand an der Humboldt-Universität zu Berlin, Institut für Physik, Lehrstuhl für Plasmaphysik, betreut von Prof. G. Fußmann und Prof. B. Jüttner.

seit 09/2000 wissenschaftlicher Mitarbeiter am ABB-Forschungszentrum Schweiz in Baden-Dättwil.

Selbständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt zu haben und keine weiteren als die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

INGMAR KLEBERG
18. Juni 2001